Neutronenresonanzen im totalen Wirkungsquerschnitt und als Endzustände der (d,p)-Reaktion an ^{14}N, ^{24}Mg und ^{32}S

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Jürgen Bommer

aus Berlin

1974

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547615_0004

Neutronenresonanzen im totalen Wirkungsquerschnitt und als Endzustände der (d,p)-Reaktion an ^{14}N, ^{24}Mg und ^{32}S

INAUGURAL - DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Jürgen Bommer

aus Berlin

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1.Gutachter: Prof. Dr.K.H.Lindenberger
2.Gutachter: Prof. Dr.D.Quitmann

Tag der mündlichen Prüfung: 30.9.1974
Tag der Promotion:

Inhaltsverzeichnis

	Zusammenfassung	
1.	Einleitung	1
2.	Die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts	2
2.1	Allgemeine Grundlagen	2
2.2	Einzelheiten der Messung	10
2.3	Ergebnisse der Messung	15
3.	Die Messung des Wirkungsquerschnitts der (d,p)-Reaktion	20
4.	Die Analyse der Messungen	22
4.1	Die Grundlagen der Auswertung mittels der Partialwellen-Analyse	23
4.2	Die Grundlagen der Auswertung mit der Methode der Intensitätsverhältnisse $\sigma(d,p) - \sigma(n,tot)$	27
5.	Ergebnisse und Diskussion: J-Werte und die l-Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses $\sigma(d,p) - \sigma(n,tot)$	32
6.1	Einzelergebnisse: Resonanzen im ^{25}Mg	46
6.2	Einzelergebnisse: Resonanzen im ^{33}S	55
	Literaturverzeichnis	60
	Lebenslauf	

Zusammenfassung

Es wurden neutronen-instabile Zustände der Kerne ^{15}N, ^{24}Mg und ^{33}S untersucht.

Von den ausgeführten Messungen ist die der Neutronen-Transmission am ^{24}Mg hervorzuheben; mit ihr konnte der stets besonders interessierende totale Wirkungsquerschnitt mit einer großen Zahl neuer Resonanzen wesentlich genauer als bisher bekannt bestimmt werden. Weiterhin wurden der totale Wirkungsquerschnitt von ^{14}N sowie die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Bildung der drei untersuchten Kerne durch die (d,p)-Reaktion bei einem Emissionswinkel von 10 bzw. 12.5° und einer Deuteronen-Einschußenergie von 12 MeV gemessen.

Als Ergebnis der Untersuchungen kann die Bestimmung der übertragenen Bahn- und zumeist auch Gesamtdrehimpulse von 20 ungebundenen Zuständen des ^{25}Mg und ^{33}S genannt werden. Die übertragenen Bahndrehimpulse wurden hierbei aus dem Vergleich der Intensitäten ermittelt, mit dem die ungebundenen Zustände bei der (d,p)-Reaktion und im totalen Wirkungsquerschnitt auftreten. Diese Methode hat sich für die Bestimmung von übertragenen Bahndrehimpulsen zu Zuständen mit l = 1 und l = 2 an Targetkerne mit Spin Null und im Bereich bis 2 MeV Anregungsenergie im Ungebundenen als sicher und einfach durchführbar erwiesen.

1. Einleitung

In den letzten Jahren sind neben den in großem Umfang durchgeführten Untersuchungen von Ein-Teilchen-Transfer-Reaktionen zu gebundenen Zuständen auch Arbeiten über die Bildung von ungebundenen Zuständen vorgelegt worden.

Die Hinwendung zu den ungebundenen Zuständen ist einerseits die Folge der üblichen Suche nach jedem zusätzlichen Problemkreis, der mit den vorhandenen meßmethodischen und theoretischen Möglichkeiten untersucht werden kann. Zugleich jedoch wurde die Aufmerksamkeit dadurch angeregt, daß die ungebundenen Zustände bei der Messung der Reaktionen zu den gebundenen häufig zwangsläufig - am Rande des gewählten Meßbereichs liegend - vorgefunden wurden.

Diese Arbeit berichtet über die Versuche zur Bestimmung der Drehimpuls-Quantenzahlen der ungebundenen Zustände des ^{15}N, ^{25}Mg und ^{33}S durch Auswertung der Messungen mit den Formeln der R-Matrix-Theorie und einer neuen, kürzlich angeregten Methode. Das Prinzip dieser neuen Methode (FucH 71, LipM 72) besteht darin, die Wirkungsquerschnitte von (d,p)-Reaktion und Neutronenstreuung für die Bildung der gleichen ungebundenen Zustände zu vergleichen.
Bei beiden Prozessen wird - von gleichen Anfangskernen ausgehend - mit sehr unterschiedlichen kinematischen Bedingungen ein Neutron an den Targetkern herangetragen.
Das Neutron aus der (d,p)-Reaktion ist jedoch aufgrund des großen Impulses des energiereichen Deuterons eher in der Lage, den etwa erforderlichen Drehimpuls eines gebildeten Zustandes aufzubringen, so daß aus dem Intensitätsvergleich beider Prozesse unter bestimmten Umständen der übertragene Bahndrehimpuls ermittelt werden kann.

Die vorliegende Arbeit ist zugleich eine Untersuchung über die Anwendbarkeit dieser Methode der Intensitätsverhältnisse.

2. Die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts

Die Anordnung zur Messung von totalen Wirkungsquerschnitten für Neutronen wurde für diese Arbeit neu aufgebaut, so daß es sinnvoll ist, über die Meßbedingungen ausführlich zu berichten.

2.1 Allgemeine Grundlagen

Das Produkt aus totalem Wirkungsquerschnitt σ und Kernzahl-Volumendichte ν verknüpft die Zahl n der in eine dünne Schicht eingeschossenen Neutronen mit der Zahl derjenigen, die dort aufgrund einer Wechselwirkung ihre ursprüngliche Flugbahn verlassen:

$$dn = n \cdot \sigma \cdot \nu \cdot dx.$$

Für dicke Targets liefert die Integration

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\sigma \nu d} := T;$$

dabei ist T die Transmission und d die Dicke des Streutargets.

Die Aufgabe der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts besteht daher neben der zumeist trivialen Bestimmung der Kernzahl-Flächendichte $\nu \cdot d$ in der Messung der Transmission $T_{(E)}$ als Funktion der Energie.

Eine Transmissionsmessung wird mit einer fluchtenden Anordnung von Neutronenquelle, auswechselbarem Streutarget und Neutronendetektor durchgeführt.

Zur Messung können entweder monoenergetische Neutronen oder gepulste Neutronen einer geeigneten Energieverteilung, die den gesamten zu messenden Energiebereich überstreicht, verwendet werden. Angewendet wurde die zweitgenannte Methode.

Die Energieverteilung der Neutronen wird mit einer Laufzeitanordnung bestimmt. Nach Einbringen des Streutargets wird die Energieverteilung wiederum gemessen; aus ihrer Veränderung und einer Untergrundmessung kann die Transmission als Funktion der Energie bestimmt werden.
Man erhält also mit einer Messung den gesamten Energieverlauf. Die drei Spektren (ohne Streuer, mit Streuer, Untergrund) sind auf der folgenden Seite abgebildet.

Ein Experiment befindet sich in "guter Geometrie", wenn auch die äußeren Begrenzungen der genannten drei Bestandteile fluchten (Mil 63) - das traf für diese Messung zu. Weiterhin wurde das Experiment in "offener Geometrie" durchgeführt, d.h. der Neutronenstrahl wurde nicht mittels Blenden begrenzt.

Die folgenden Fehlereinflüsse sind zu berücksichtigen:

1. Untergrund - verursacht durch Neutronen, die an der in der Umgebung der Meßstrecke befindlichen Materie wie Fußboden und Bauteile der Halle und der Luft gestreut werden und so in den Detektor gelangen.

2. Kleinwinkelstreuung - aufgrund der endlichen Ausdehnung von Quelle, Target und Detektor gelangen gestreute Neutronen mit sehr kleinen Winkelablenkungen doch noch in den Detektor.

3. Mehrfachstreuung - durch Mehrfachstreuung im Target können abgelenkte Neutronen wieder in den Detektor gestreut werden.

4. Zeitliche Schwankung der Neutronenenergieverteilung.

5. Fehlerhafte elektronische Verarbeitung bei der Messung der Flugzeit und der Konvertierung und Sammlung der Einzelergebnisse.

6. Energieauflösung der gemessenen Spektren.

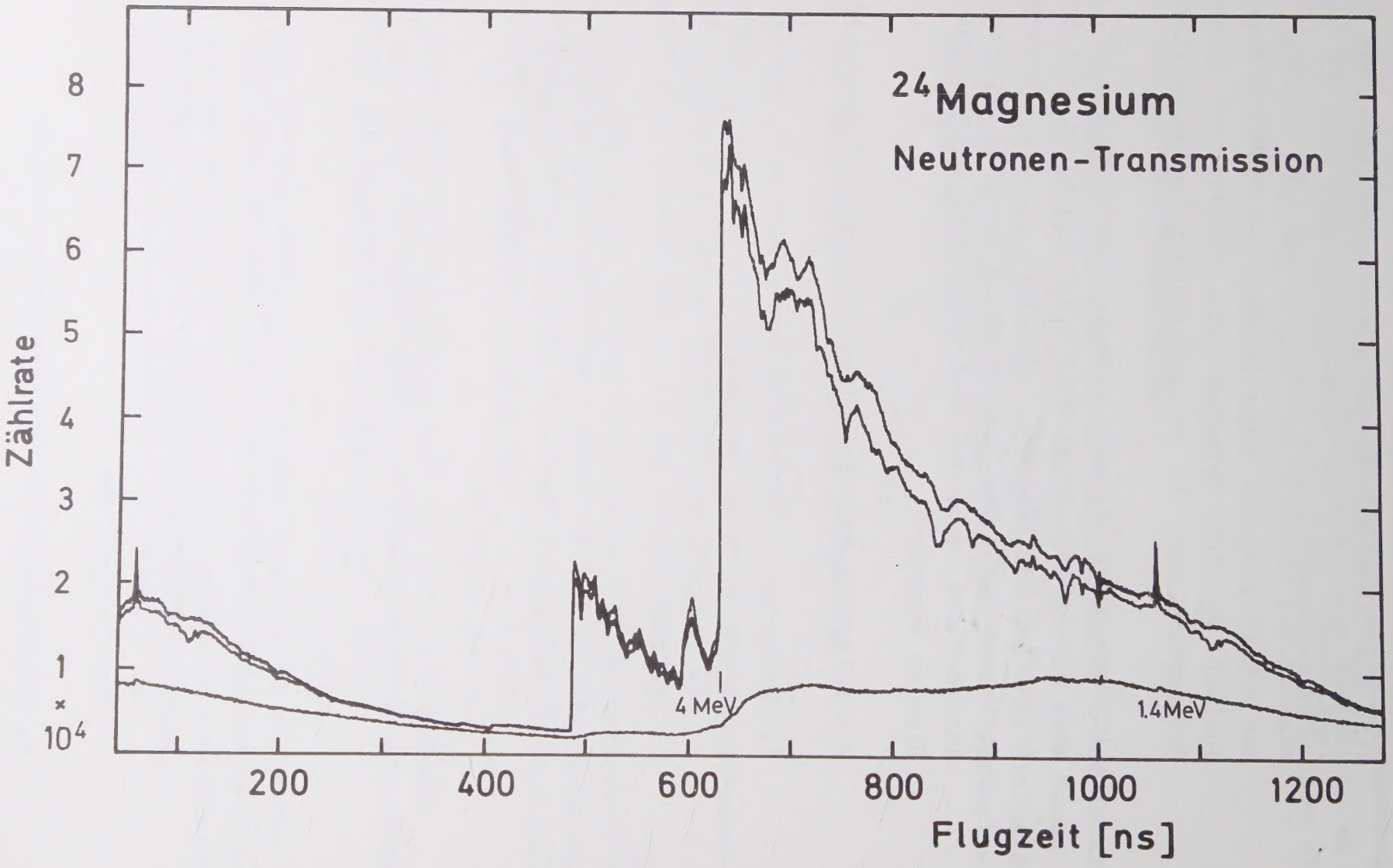

Abb.1 : Neutronen-Flugzeitverteilungen der drei Messungen zur Bestimmung der Transmission

Die Punkte 1., 2. und 3. werden wegen ihrer grundsätzlichen Problematik hier, die anderen Punkte im Abschnitt über Einzelheiten behandelt.

Untergrund

Der Einfluß der Neutronen, die in die Meßstrecke hinein- oder aus ihr herausgestreut werden, läßt sich unter Annahme der skizzierten Situation vollständig berücksichtigen.

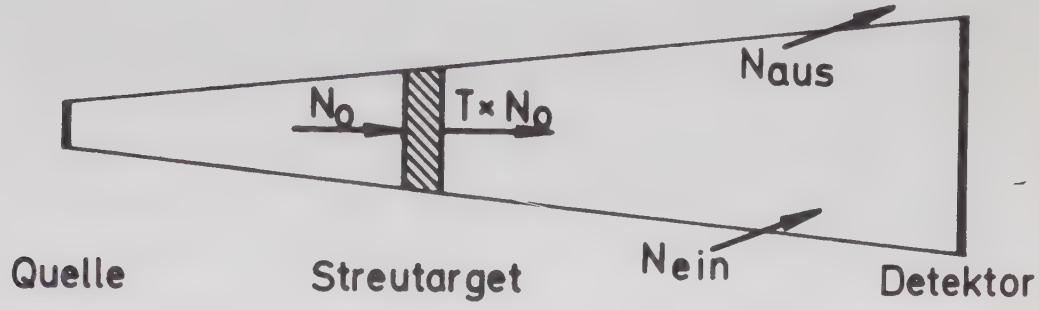

Abb.2 : Schematische Darstellung der Meßgeometrie zur Diskussion von Fehlerquellen

Die Größenordnungen **von Transmission und Fehlerquellen bei dieser Messung sind:**

$T \approx 0.9$

N_{ein}: energieabhängig $\approx 0.2\ N_o$ (5 MeV) bis $1\ N_o$ (0.8 MeV)

$N_{aus} \approx 0.01\ N_o$

N_{ein} wird durch Einbringen eines 60cm langen Kegels aus Stahl - des Neutronenschildes - gemessen, **wodurch der direkte** Strahl praktisch vollständig abgeschirmt wird. Demzufolge erreichen den Detektor lediglich die Neutronen, die von Materie außerhalb der Meßstrecke in den Detektor hineingestreut werden. Es ist nicht erforderlich, daß der Neutronenschirm die einfallenden Neutronen absorbiert; zur Schwächung des Primärstrahles ist auch hinreichend, wenn die Neutronen durch Streuung daran gehindert werden, den Detektor zu erreichen.

Hierzu sind fast alle Materialien zwischen Magnesium und Zink annähernd gleich gut geeignet, da sowohl die Kerndichte ($0.6 - 1 \cdot 10^{23}$ T/cm^3) wie der totale Wirkungsquerschnitt (3-5 barn zw. 1-10 MeV) (HugS 58) sowie die Anisotropie der bei niedrigen Energien dominierenden elastischen Streuung ($\sigma(0°) \approx 2\bar{\sigma}$ bei 1 MeV) (Wla 59) sich in diesem Bereich kaum ändern.

Für Stahl (~Eisen) als leicht verfügbaren Werkstoff ergibt sich als **mittlere freie Weglänge**

$$\lambda = \frac{1}{\nu \cdot \sigma} = \frac{1}{0.9 \cdot 10^{23} \cdot 3 \cdot 10^{-24}} \approx 4 \text{ cm}.$$

Ein im Rahmen der Genauigkeit dieser Abschätzung vernachlässigbarer Anteil A wird unter so kleine Winkel gestreut, daß er noch in den Detektor fallen würde.

$$A = \text{Anisotropie} \cdot \frac{\text{Raumwinkel der Kleinwinkelstreuung}}{4\pi}$$
$$\approx 2 \cdot \frac{3 \cdot 10^{-4}}{4\pi} \approx 10^{-4}$$

Tatsächlich erreichen diese kleinwinkelgestreuten Neutronen aber auch nicht den Detektor, sondern bleiben vorläufig im Neutronenschirm, so daß ihre Wirkung durch eine entsprechende Vergrößerung der Streulänge darzustellen ist. Die Anisotropie nimmt bei höheren Energien zwar stark zu, erreicht aber bei 3.7 MeV auch erst ca. 6 (Wla 59), **so daß ihre Wirkung vernachlässigbar bleibt.**
Außerdem sei erwähnt, daß bei einer Energie von einigen MeV bereits nichtelastische Prozesse bedeutsam sind, die zur Absorption oder starken Energieverminderung der Neutronen führen.

Die durch den 60cm langen Neutronenschirm erreichte Schwächung des direkten Strahls beträgt daher ca.

$$e^{60/4} \approx 10^7.$$

Die aus dem Neutronenschirm herausgestreuten Neutronen vergrößern das Neutronenstreufeld in der Halle, allerdings unerheblich: der Raumwinkel des Neutronenschirms relativ zur Quelle beträgt ca. $2 \cdot 10^{-5}$. Wird näherungsweise angenommen, daß die Anisotropie der aus der Quelle austretenden Neutronen ca. 10 beträgt, so wird ein Anteil von

$$10 \cdot \frac{2 \cdot 10^{-5}}{4\pi} \approx 2 \cdot 10^{-5}$$

der Neutronen den Schirm treffen und in größenordnungsmäßig gleicher Höhe, das Streufeld der Halle vergrößernd, aus dem Schirm herausgestreut.

N_{aus} ist von nicht vernachlässigbarer Größe; die Transmissionsverluste der Luftschicht zwischen Streutarget und Detektor betragen ca. 1%, liegen also nur eine Größenordnung unter der zu messenden Transmission.

Es sei nun

A. die Messung ohne Streutarget

   Zählrate A : $N_o - N_{aus} + N_{ein}$

B. die Messung mit Streutarget

   Zählrate B : $T \times N_o - T \times N_{aus} + N_{ein}$

C. die Messung mit Neutronenschirm

   Zählrate C : N_{ein}

Es ist dann

$$\frac{B - C}{A - C} = \frac{T\,(N_o - N_{aus}) + N_{ein} - N_{ein}}{N_o - N_{aus} + N_{ein} - N_{ein}}$$

$$= T$$

Die Messungen A, B, C wurden in dauerndem Wechsel vorgenommen, um zeitliche Schwankungen der Neutronenverteilung auffinden und eventuell korrigieren zu können.

Kleinwinkelstreuung

Aufgrund der geometrischen Abmessungen der Meßstrecke können Neutronen, die in sehr kleine Winkel gestreut werden, mit abnehmender Wahrscheinlichkeit bis zu einem im folgenden berechneten Grenzwinkel Θ_{KWSt} trotzdem den Detektor erreichen.

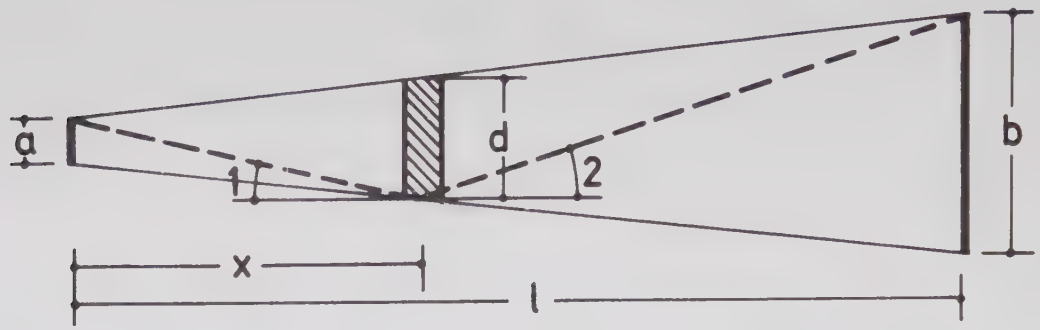

Abb.3 : Schematische Darstellung zur Minimalisierung der Kleinwinkelstreuung

$$tg\,1 = \frac{a+d}{2x} \qquad tg\,2 = \frac{b+d}{2(l-x)} \qquad \Theta_{KWSt} = 1+2 \approx \frac{la + x(b-a)}{x(l-x)}$$

Der Winkel Θ_{KWSt} wird minimal für

$$x_{min} = \frac{l(\sqrt{ab} - a)}{b-a} .$$

Die Formeln für Θ_{KWSt}, x_{min} errechnen sich auf einfache, übliche Weise.
Für a = b wird x = 0.5, für a ≠ b liegt der günstigste Ort zum kleineren Durchmesser verschoben.

Das Ergebnis weicht von der im Standardwerk Marion/Fowler S.998 f angegebenen Formel ab, die als Optimum für x den Wert 0.5 angibt. Bei der Ableitung wurde dort jedoch beim Übergang von Formel (8) zu (10) die Abhängigkeit des Durchmessers des Streutargets von seiner Lage übersehen; bei Berichtigung ergibt sich der oben errechnete Wert. Für die verwendete Anordung (s. auch Abb.5) erhält man $x_{min} = 0.18\ \ l$.

Aufgrund der Kleinwinkelstreuung wird eine zu große Transmission gemessen, der Effekt ist allerdings hier vernachlässigbar. Bei den vorliegenden geometrischen Verhältnissen ist $\Theta_{KWSt} \pm 0.7^{\circ}$, der zugehörige Raumwinkel $3 \cdot 10^{-4}$.
Selbst bei einer mit 10 angenommenen Anisotropie erreicht nur ein Anteil von

$$10 \cdot \frac{3 \cdot 10^{-4}}{4\pi} \approx 3 \cdot 10^{-4}$$

gestreuter Neutronen dennoch den Detektor.

Mehrfachstreuung

Bei einer Anordnung mit optimaler Kleinwinkelstreuung wird zugleich auch die Mehrfachstreuung minimalisiert, was sich folgendermaßen zeigt: für $\Theta_{KWSt} = 0$ würde ein zweifach gestreutes Neutron nur dann den Detektor erreichen, wenn die zweite Streuung exakt den inversen Streuwinkel der ersten Streuung liefert. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist Null. Erst mit einem endlichen Winkel Θ_{KWSt} steht dem zweitgestreuten Neutron ein endliches Winkelintervall offen

$$\text{Winkel } 2 = -\text{ Winkel } 1 \pm \Theta_{KWSt}$$

Die Wahrscheinlichkeit ist dem von Θ_{KWSt} gebildeten Raumwinkel, also Θ^2_{KWSt} proportional.

Der Anteil der im Streutarget n-fach gestreuten Neutronen ist näherungsweise $(1 - T)^n$. Bei einer sicher zu hoch angesetzten Anisotropie von 10 ist das Verhältnis der zweifach gestreuten Neutronen, die den Detektor erreichen, zur Zahl der insgesamt einfach gestreuten

$$\frac{(1 - T)^2}{1 - T} \cdot 10 \cdot \frac{3 \cdot 10^{-4}}{4\pi} \quad ;$$

der Einfluß der Mehrfachstreuung ist daher noch kleiner als der der Kleinwinkelstreuung.

2.2 Einzelheiten der Messung

Neutronenquelle

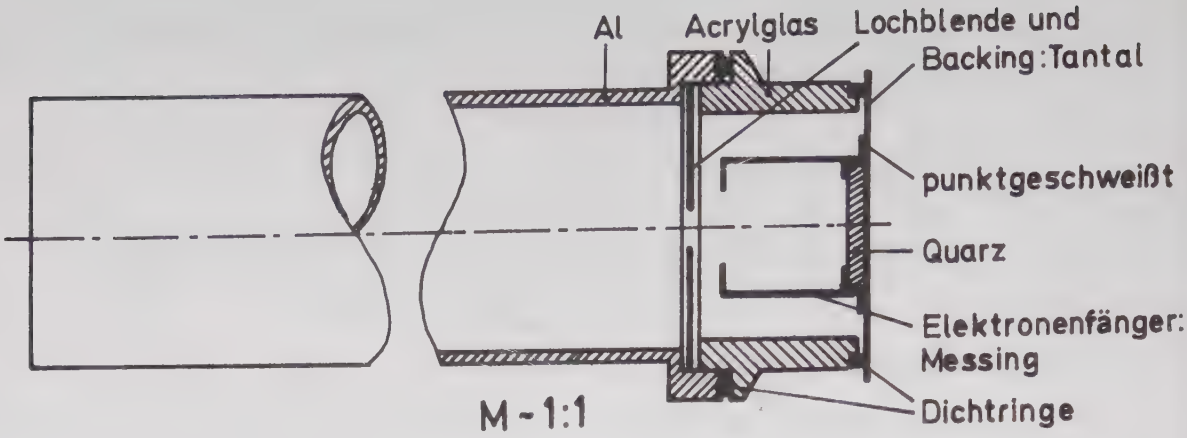

Abb.4 : Targetfinger der Neutronenquelle

Zur Neutronenproduktion wurden die gepulsten, auf 6.3 MeV beschleunigten Deuteronen aus dem Van de Graaff-Beschleuniger verwendet. Mittels eines Mobley-Magnetsystems (NeiG 60) wurden die Strahlimpulse auf ca. 1 ns bei einer Wiederholfrequenz von 10^6 s^{-1} komprimiert.
Die Deuteronen (Strom ca. 1 μA Gleichstromäquivalent) wurden durch eine relativ so dicht vor dem Target liegende Blende mit 5 mm Ø geschossen, daß bei der Ausrichtung von Streuern und Detektor die Lage der Blendenöffnung der Lage der Neutronenquelle gleichgesetzt werden konnte.

Als Neutronenproduktionstarget wurde Quarz verwendet. Quarz ist im Vergleich zu anderen untersuchten Gemischen oder Verbindungen aus Magnesium, Schwefel, Kohlenstoff, Calcium, Sauerstoff und Nickel, die alle den erwünschten Q-Wert um Null besitzen und damit vor allem Neutronen im energetisch interessanten Bereich bis 5 MeV liefern, durch seine mechanische Festigkeit und maximale Neutronenausbeute besonders geeignet.

Die Zählrate betrug $2 \cdot 10^3$ Neutronen/s zwischen 0.8 und 4 MeV im Raumwinkel von $2 \cdot 10^{-5}$ sr bei Deuteronen von 6.3 MeV und 1 μA.

Als Detektor wurde ein Flüssigkeitsszintillator Typ 213 von Nuclear Enterprises in Verbindung mit dem Foto-Vervielfacher XP 1040 von Valvo verwendet. Die Abmessungen des Szintillators betrugen 4"ϕ × 1".

Die Flugstrecke hatte damit folgenden Aufbau:

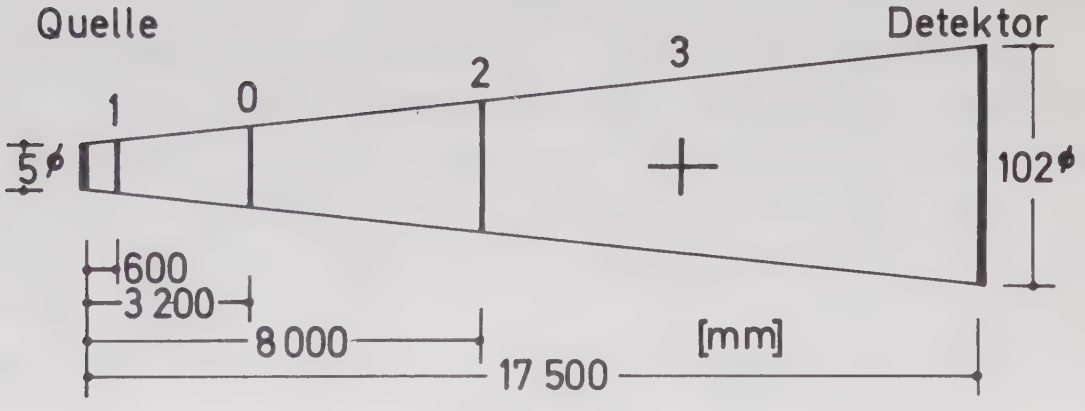

Abb.5 : Die Maße der Flugzeitstrecke

Das Streutarget wurde bei der Messung an ^{24}Mg am Platz 1, mit Stickstoff am Platz 2 aufgestellt. Der ideale Standort 0 ist nicht zu realisieren, weil er sich oberhalb eines nicht abgedeckten Kellergeschosses in ca. 6 m Höhe befindet.

Der fluchtende Aufbau von Quelle, Streutarget bzw. Neutronenschirm und Detektor wird erreicht mittels eines Fluchtfernrohrs, das während des Aufbaus auf Platz 3 aufgestellt war. Nach Einrichten des Fadenkreuzes auf die Blendenöffnung der Neutronenquelle wurde das Streutarget und der in Flugrichtung dicht dahinter stehende, reproduzierbar auswechselbare Neutronenschirm ausgerichtet. Zum Justieren des Detektors wurde das Fluchtfernrohr auf seinem prismatischen Stativ durch Umklappen um 180° gedreht.

Der ^{24}Mg-Streuer - mit über 99% Anreicherung, daher teuer und klein - bestand aus einem Zylinder von 10 mm Ø · 14 mm Länge.
Der Zylinder war mit dünnen Stahldrähten (0.3 mm Ø) in einen drehbaren Rahmen eingespannt und konnte reproduzierbar in den Strahlengang hinein- und aus ihm herausgeklappt werden. Der ebenfalls reproduzierbar aufstellbare Neutronenschirm bestand aus einem Kegelstumpf von 10 mm Ø · 14 mm Ø · 600 mm Länge.

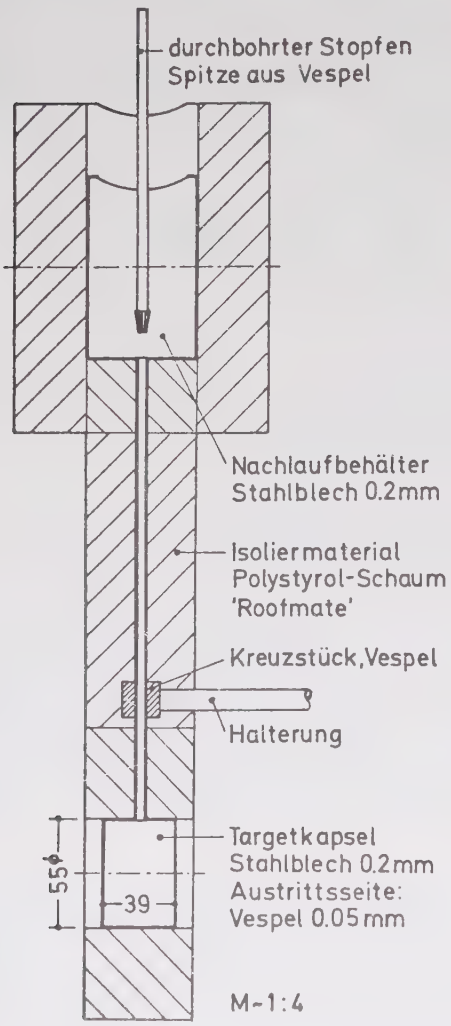

Abb.6 : Flüssigstickstoff Streutarget

Stickstoff besitzt in seinem natürlichen Isotopenverhältnis bereits eine Anreicherung von 99.6 % an ^{14}N, so daß flüssiger Stickstoff verwendet werden kann und daher bezüglich der Größe des Streutargets keine Beschränkungen vorhanden sind. Es wurde daher auf den günstigeren Standort 2 übergegangen.

Der Stickstoff wurde in flüssiger Form in dem nebenstehend dargestellten isolierten Gefäß bereitgestellt.
Um die Fehlereinflüsse des Gefäßes kompensieren zu können, wurde es bei den Meßreihen stets an seinem Ort belassen; lediglich die Füllung wurde ausgetauscht.

Bei der Messung mit Streutarget im Strahl wurde das Gefäß bis oben gefüllt; abdampfender Stickstoff ließ den Spiegel in ca. 50 Minuten bis zur Oberkante der Targetkapsel absinken.

Bei der Messung mit Neutronenschirm wurde derselbe in Flugrichtung dicht hinter dem Streutarget aufgestellt und der obere Teil des Gefäßes mit Stickstoff gefüllt; hierzu wurde ein durchbohrter Stopfen verwendet, so daß für die Targetkapsel ein Druckausgleich möglich war.
Der Neutronenschirm bestand aus einem Stahlzylinder von 60 mm Ø × 600 mm Länge.
Vor der Messung ohne Streutarget wurde die Targetkapsel durch Anblasen mit Luft vom flüssigen Stickstoff befreit. Dann wurde mit dem Stopfen die Targetkapsel verschlossen und der Nachlaufbehälter aufgefüllt.

Elektronische Verarbeitung

Die Flugzeiten der Neutronen werden durch Start- und Stopsignale festgelegt. Das Startsignal wird einem Pick-up-Röhrchen entnommen, das die gepulsten Deuteronen kurz vor dem Auftreffen auf das Quarztarget durchfliegen. Das Stopsignal wird aus dem Anodensignal des Foto-Vervielfachers abgeleitet. Beide Signale werden mittels Nulldurchgangstriggern zu möglichst jitterfreien Einheitssignalen verarbeitet. Die Einheitssignale steuern einen Zeit-Amplituden-Konverter, dessen Signale in einem 4096-Kanal-Analysator gesammelt werden. Eine Koinzidenzschaltung verwirft Signale, die keine hinreichende - einer Neutronenenergie von mindestens 0.8 MeV entsprechende - Lichtausbeute ergeben. Mit einer einfachen Impulsanalyse - mittels einer Frequenzweiche werden höher- und niederfrequente Anteile des Fotosignals getrennt - wird eine Abtrennung der Stopsignale, die von γ-Quanten verursacht werden, ermöglicht, da der niederfrequente Anteil der Fotosignale bei γ-Quanten relativ kleiner als bei Neutronen ist. Trotz einer Unterdrückung um mehr als einen Faktor 100 sind die γ-Linien, die vom Aufprall der Deuteronen auf das Target stammen, noch deutlich zu erkennen; sie ermöglichen die Zeiteichung.

Bei den Meßreihen mit und ohne Streutarget wurden je zehn einstündige Messungen, von der Meßreihe mit Neutronenschirm fünf Messungen im zyklischen Wechsel durchgeführt.

Zur Normierung wurde der Targetstrom sowie die Zählrate eines Detektors unter 30° zur Flugstrecke gemessen. Beide Normierungen decken sich mit Abweichungen von maximal 1%.

Der Vergleich der verschiedenen Messungen gleichen Typs zeigte, daß sie eine zeitliche Verschiebung gegeneinander bis zu 4 ns besitzen. Nach der Korrektur dieser Verschiebungen und der Normierung auf gleichen Targetstrom waren die Spektren im Rahmen der statistischen Fehler deckungsgleich.

2.3 Ergebnisse der Messungen

Der totale Wirkungsquerschnitt errechnet sich aus der gemessenen Transmission (Energieachse noch linear in der Flugzeit):

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{\nu \cdot d} \cdot \ln \frac{1}{T} .$$

Die aus den γ-Linien bestimmte Zeiteichung ermöglichte die Umrechnung in ein energielineares Spektrum.
Für 17.5 m Flugweg gilt

$$E = \left(\frac{1267.2}{t\ [ns]}\right)^2 \quad [MeV] .$$

Der Fehler aus der Unlinearität der Zeitcodiereinheit kann folgendermaßen abgeschätzt werden: mittels der γ-Linie wird die Energieskala bei ca. 1.4 MeV (1050 ns) exakt festgelegt; für davon abweichende Energien errechnet sich der Fehler aus der Unlinearität $\Delta t/t$ +).
Bei der realistischen Annahme einer Unlinearität von 1% folgt für 4 MeV (630 ns) ein Fehler von 4 ns $\hat{=}$ 20 keV.

Aus der Auflösung des Flugzeitspektrums von 1.2 ns ergibt sich unter Berücksichtigung des 17.5 m langen Flugweges für die Größe $\Delta t/s$, die zur Kennzeichnung der Auflösung einer Flugzeitanordnung häufig verwendet wird, ein Wert von 0.07 ns/m.

Hieraus folgt eine energieabhängige Auflösung ΔE von

$$\Delta E = \frac{E^{3/2}}{500\ MeV^{1/2}}$$

Beim Umrechnen der flugzeitlinearen Skala in die energielineare Skala werden die zu hohen (bzw. niedrigen) Energien gehörenden Flugzeitbereiche gedehnt (bzw. gestaucht). Dementsprechend variieren auch die Punktabstände in der Darstellung der Wirkungsquerschnitte (Abb.7), wodurch sich

+) $\Delta t/t$ ist kleiner gleich der diff. Unlinearität $d(\Delta t)/dt$

die ursprüngliche Auflösung am besten erhalten läßt; die Auflösung entspricht einer Breite von weniger als zwei Punktabständen.

Zum Vergleich der hier vorliegenden charakteristischen Daten der Flugzeitanordnung - Auflösung 0.07 ns/m, Zählrate $2 \cdot 10^3$ Neutronen/s zwischen 0.8 und 4 MeV (bei einem Quellendurchmesser von 5 mm) - seien die des Flugzeitspektrometers am Kernforschungszentrum Karlsruhe genannt: Auflösung 0.03 ns/m, Zählrate 10^5 Neutronen/s (bei einer Quelle von 10 × 95 mm).

Die ungünstige Situation der rechteckigen Quelle in Verbindung mit einer im übrigen rotationssymmetrischen Meßstrecke wird leider in der Beschreibung des Flugzeitspektrometers (CieD 68) nur angedeutet und in den vorliegenden Arbeitsberichten des Kernforschungszentrums nicht erwähnt. Es kann jedoch angenommen werden, daß bei einer Verkleinerung der Quelle bzw. einer Kollimation auf 5 mm Durchmesser eine entsprechende Verringerung der Zählrate auf $2 \cdot 10^3$ Neutronen/s einhergeht. (Eine Messung mit 11 mm Streutarget-Durchmesser ist im Bericht KFK 1517 beschrieben.)

Die Auflösung von 0.03 ns/m wird bei einem Flugweg von 188 m (HMI: 17.5 m) mit einem Detektor von 25 cm Durchmesser erzielt (KFK 1199).
Es entspricht der im Rahmen dieser Arbeit gesammelten Erfahrung [+)], daß eine Verlängerung des Flugwegs, die zur Einhaltung einer bestimmten Zählrate eine Vergrößerung des Detektordurchmessers über 10 cm erforderlich macht, fast nutzlos ist: die sich verschlechternde Zeitauflösung gleicht die Verlängerung des Flugwegs wieder aus.
Auch am Kernforschungszentrum Karlsruhe wurde mit dem wesentlich kürzeren Flugweg von 57 m und Detektordurchmesser 9 cm eine Auflösung von 0.05 ns/m erreicht (KFK 1195).

[+)] Es wurde ein NE 213-Szintillations-Detektor von 26cm Φ × 2cm Dicke mit einem kegelförmigen 12cm dicken Lichtleiter aus Acrylglas gebaut und zusammen mit dem Foto-Vervielfacher XP 1040 ausgemessen.

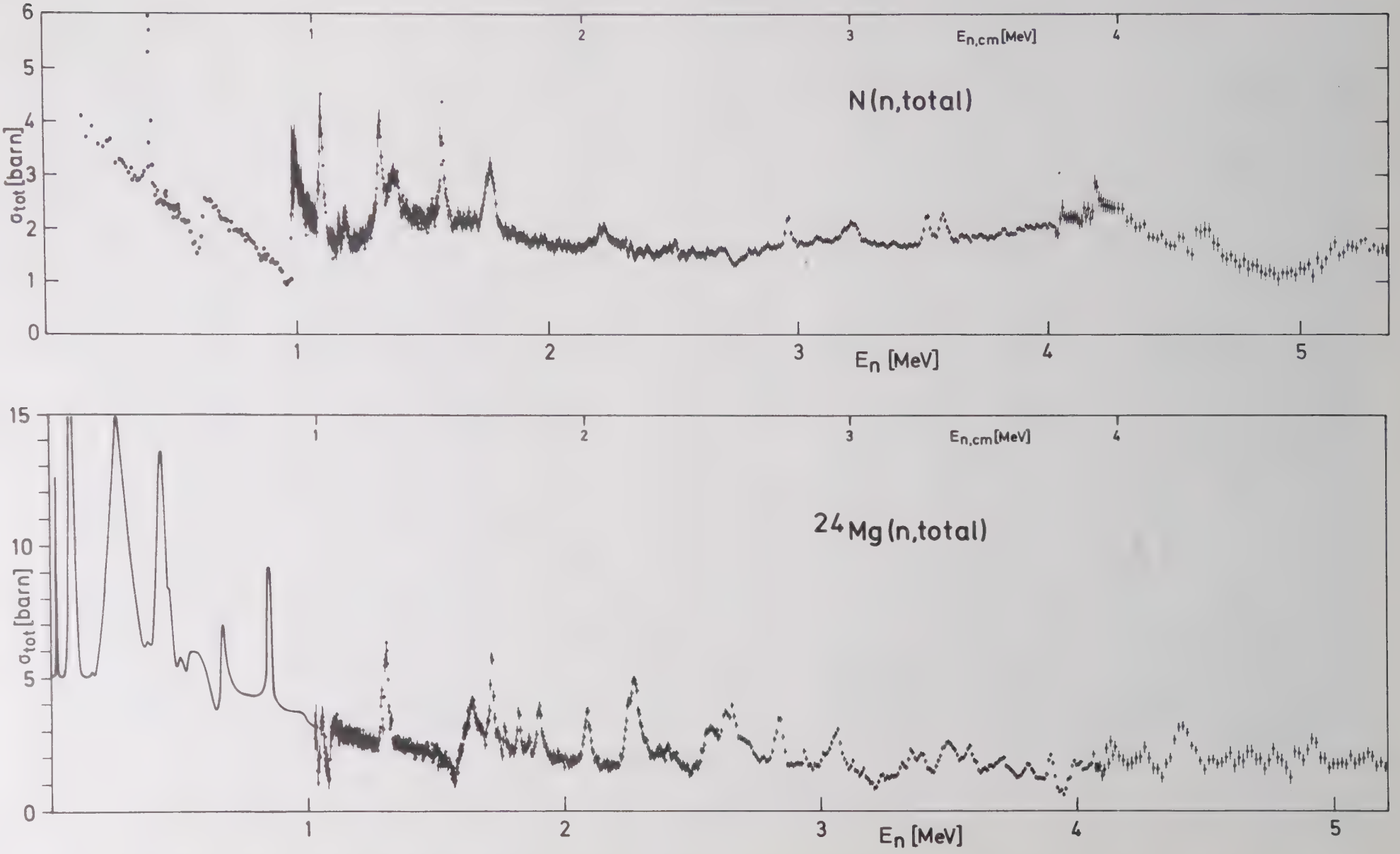

Abb.7 : Die totalen Wirkungsquerschnitte für Stickstoff und Magnesium 24

In speziellen Fällen - Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts an kleinen Substanzmengen - steht also die im Rahmen dieser Arbeit mit einfachen Mitteln innerhalb der bestehenden Apparatur aufgebaute Anlage hinter den Möglichkeiten der Meßgruppe des Karlsruher Instituts für Angewandte Kernphysik, die eine große Zahl von Messungen mit außergewöhnlich guter Qualität durchgeführt hat, nicht viel zurück.

Zusammenfassend läßt sich über die verwendete Flugzeitanordnung also sagen, daß mit ihr Messungen im Bereich von 1 - 4 MeV bei guter Energieauflösung, sehr geringer Beeinflussung durch geometrische Fehler und mit Streutargets herab bis 8 mm Durchmesser durchführbar sind. Die Qualität der Messungen wird hauptsächlich beschränkt durch die Statistik und die Zeitauflösung.

Die erhaltenen totalen Wirkungsquerschnitte von N und ^{24}Mg sind in Abb.7 dargestellt; dabei sind zur Vervollständigung die Daten für Bereiche unter 1 MeV, die der Literatur entnommen sind, ebenfalls aufgetragen.

Beim ^{24}Mg ist der Bereich von 0 - 0.5 MeV der Arbeit von Garg et al (GarR 65) entnommen, der von 0.5 - 1 MeV dem Report von Hughes et al (HugM 60).
Bei beiden Messungen wurde natürliches Magnesium verwendet, der Isotpenanteil von ^{24}Mg beträgt 79% (^{25}Mg = 10%, ^{26}Mg = 11%). Durch Division mit 0.79 wurden die Werte der Wirkungsquerschnitte auf 100% ^{24}Mg umgerechnet und in dieser Form in der Abb.7 aufgetragen.
Die Daten für Stickstoff (99.6% ^{14}N) unterhalb 1 MeV sind der Arbeit von Hinchey et al (HinS 52) entnommen.

Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte des Stickstoffs mit den Ergebnissen früherer Messungen (HinS 52, ORNL 66, HugS 58) läßt im Bereich oberhalb 2 MeV Feinheiten der Struktur und zwischen 4 und 5 MeV auch gröbere Strukturen neu erkennen, zeigt aber keine neuen, deutlich ausgeprägten Resonanzen.

Die Messung am ^{24}Mg hingegen zeigt, daß die wenigen bisher oberhalb 1 MeV bekannten Resonanzstrukturen (HugM 60) aus mehreren Linien zusammengesetzt sind. Darüber hinaus sind im kräftig strukturierten Wirkungsquerschnitt viele Resonanzen neu gefunden worden.

3. Die Messung des Wirkungsquerschnitts der (d,p)-Reaktion

Die (d,p)-Messungen konnten am 6 MV-EN-Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger des Max-Planck-Instituts, Heidelberg in Verbindung mit dem Büchner-Spektrographen durchgeführt werden. Mit dem Spektrographen werden die aus dem Target in einen einstellbaren Winkel emittierten Protonen winkelfokussierend und energieabhängig abgelenkt. In der Fokalfläche prallen die Protonen auf Fotoplatten (Ilford L 4, 50 μm dick), wo sie Spuren erzeugen, die anschließend ausgezählt werden. Die Fotoplatten wurden mit 20 bzw. 30 μm dicken Kupferfolien abgedeckt, wodurch der Nachweis der schwereren geladenen Teilchen verhindert wird.

Der Energie der Protonen entspricht die Lage ihrer Spuren auf den Fotoplatten. Der Zusammenhang zwischen Energie und Lage ist jedoch nicht linear, sondern vielmehr über ein sogenanntes Eichpolynom miteinander verknüpft. Die ortslineare Zählratenverteilung wurde im Rahmen dieser Arbeit unter Verwendung eines dafür entwickelten Programms in ein in der Anregungsenergie lineares Spektrum umgerechnet.

Die Deuteroneneinschußenergie betrug 12 MeV, der Meßwinkel war auf 10° bzw. 12.5° eingestellt. Die zwei stärksten Linien des ^{24}Mg (d,p)-Spektrums bei $E_x - B_n$ = 0.08 und 0.81 MeV konnten wegen der zu hohen Spurendichte nicht ausgezählt werden; ihre Intensitäten wurden in einer späteren Messung mit geringerer Zählrate und leider etwas abweichender Energie von E_d = 11.5 MeV bestimmt.

Die erhaltenen Spektren der Messungen am ^{32}S und ^{24}Mg sind auf den Abb.11 und 12 im Abschnitt 5 wiedergegeben, das der Messung am ^{14}N auf Abb.7 in diesem Abschnitt.

Es wurden folgende Targets verwendet:

^{14}N : selbsttragende Folie aus Ta ^{14}N, 0.6 μm dick, angereichert auf über 99.9%

^{24}Mg : 235 $\mu g/cm^2$ ^{24}Mg auf Goldfolie, angereichert auf über 99.9%

^{32}S : selbsttragende Folie aus Cd S , die Dicke von 100 $\mu g/cm^2$ ist nur mit einem Fehler vom Faktor 2 bekannt, der Wirkungsquerschnitt in Abb.12 ist daher nur in willkürlichen Einheiten angegeben. 1 willkürliche Einheit = $1^{+1}_{-0.5}$ $\mu b/sr \cdot keV$.

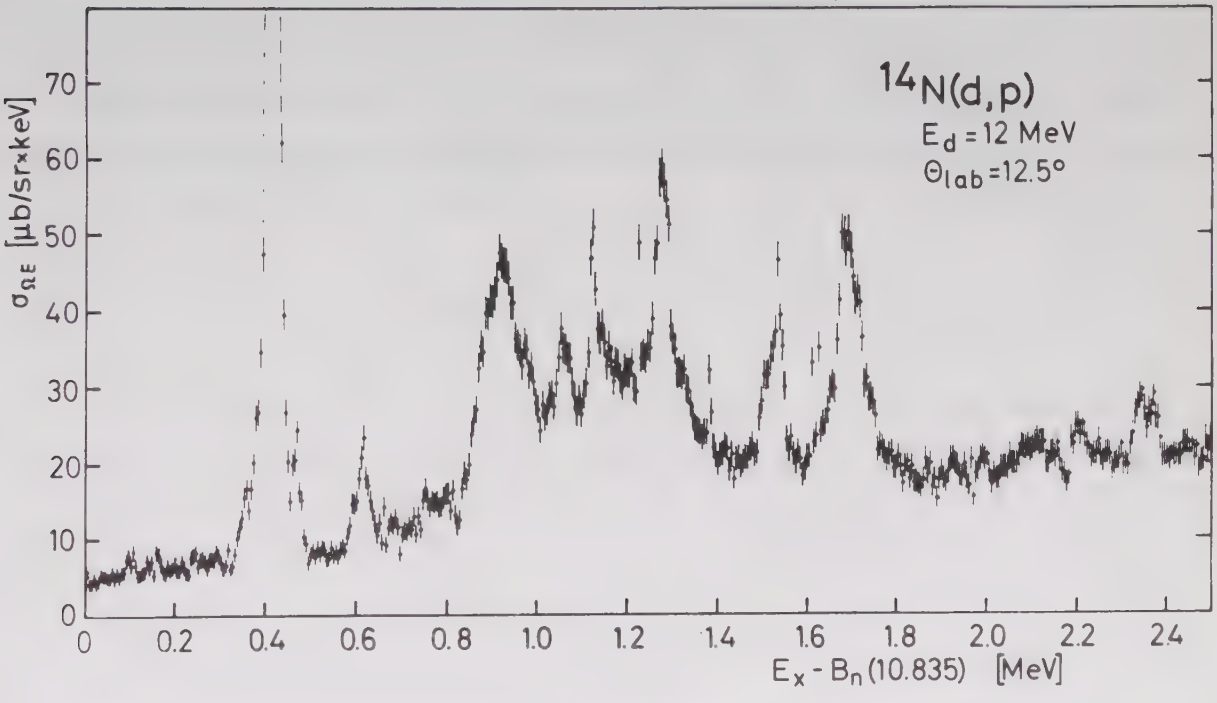

Abb.8 : Der differentielle Wirkungsquerschnitt der (d,p)-Reaktion am ^{14}N

4. Die Analyse der Messung

Das Ziel der Analyse ist die Ermittlung der in die untersuchten ungebundenen Zustände übertragenen Bahn- und Gesamtdrehimpulse und damit zugleich eine Überprüfung der kürzlich angeregten Methode zur Bestimmung des übertragenen Bahndrehimpulses mittels des Vergleichs der Wirkungsquerschnitte der (d,p)-Reaktion und der Neutronenstreuung [+].

Die Auswertung besteht daher einerseits aus der Untersuchung des totalen Wirkungsquerschnitts für Neutronen mit der Methode der Drehimpuls-Partialwellen-Analyse und der daraus folgenden Festlegung des übertragenen Gesamtdrehimpulses und andererseits aus der Bildung der Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte von (d,p)-Reaktion und Neutronenstreuung.

[+] Neutronenstreuung steht hier stets als Zusammenfassung aller neutroneninduzierter Prozesse des Typs $\{(n,x) \mid x \text{ beliebig}\}$. Ein treffenderer Name wäre Neutronenstoßprozess, er ist jedoch im deutschen Sprachgebrauch nicht üblich.

4.1 Die Grundlagen der Auswertung mittels der Partialwellen-Analyse

Die Methode der Partialwellen-Analyse wird im folgenden soweit beschrieben, wie es für die Begründung der durchgeführten Analyse erforderlich ist.

Unter Verwendung des Orthonormal-Systems der Drehimpuls-Eigenfunktionen lassen sich die mit gegebenem Impuls - also als ebene Wellen - auf ein Target auftreffenden Neutronen als Summe von Drehimpuls-Partialwellen darstellen. Die im Target lokalisierten Streuzentren verändern die einlaufende ebene Welle und entsprechend die Beiträge der Drehimpuls-Partialwellen. Die Änderung wird durch komplexe Koeffizienten dargestellt, die die Elemente der Streumatrix bilden:

$$\phi_{(+\infty)} = S\,\phi_{(-\infty)}\,, \qquad \phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

Bei reiner elastischer Streuung sind die Diagonalelemente, die ein- und auslaufende Partialwellen gleicher Quantenzahlen miteinander koppeln, vom Betrage Eins. Die Wechselwirkung mit den Targetkernen verursacht lediglich eine Drehung in der komplexen Ebene. Der halbierte Wert der Winkeldrehung wird als Streuphase bezeichnet. Alle anderen Matrixelemente sind Null.
Nicht-elastische Streuung verursacht außer der Drehung eine Verkleinerung der Diagonalelemente und - nach Aufnahme entsprechender Reaktionskanäle in das Darstellungssystem - die Bildung von nichtdiagonalen Elementen.

Vorliegende Winkelverteilungen von Wirkungsquerschnitten der elastischen Streuung können mittels der Streumatrix-Theorie als Funktion von Streumatrixelementen parametrisiert werden.

Bei Berücksichtigung aller möglichen Reaktionen und Spins werden die Formeln für die Wirkungsquerschnitte wegen der vielen Summationen und Koeffizienten unübersichtlich (siehe BlaB 52); für den Anteil der elastischen Streuung von Neutronen an Targetkernen mit Spin Null erhält man:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2}\left|\sum_J (2J+1)(1-\eta_J)\,P_{\ell(J)}\right|^2$$

$$\sigma_{el} = \frac{\pi}{2k^2}\sum_J (2J+1)\,|1-\eta_J|^2$$

$$\sigma_{tot} = \frac{\pi}{2k^2}\sum_J (2J+1)\,(1-\mathrm{Re}\,\eta_J)$$

$$\sigma_{tot} = \frac{2\pi}{k^2}\sum_J (2J+1)\sin^2\delta_J \qquad \text{für } |\eta_J| = 1\,,\ e^{2i\delta_J} := \eta_J\,.$$

Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts allein lassen nur unter günstigen Umständen ein Auffinden der Streuphase zu, da im allgemeinen Fall aus dem totalen Wirkungsquerschnitt - für eine feste Energie ist das eine einzige Zahl - nicht ein ganzer Satz von Parametern bestimmt werden kann.

Als ein Ergebnis der R-Matrix-Theorie (WilB 63) ist bekannt, daß sich die Energieabhängigkeit der Streuphasen in der Umgebung von Resonanzen wie folgt darstellen läßt:

$$\delta = \delta_0 + \mathrm{arc\,tg}\,\frac{\Gamma_r}{2(E-E_r)}$$ einzelne, isolierte Resonanz

$$\delta = \delta_0 + \mathrm{arc\,tg}\left(\frac{\Gamma_r}{2(E-E_r)} + \frac{\Gamma_{r+1}}{2(E-E_{r+1})}\right)$$ zwei überlagerte Resonanzen.

Hierin ist δ_0 die sogenannte Potentialstreuphase; sie ist per def. im Bereich der Resonanz von vernachlässigbar geringer Energieabhängigkeit. Die Kurvenform des Resonanz-Wirkungsquerschnitts als Funktion der Energie wird in starkem Maße von der Potentialstreuphase geprägt (siehe hierzu Abb.9). Diese Eigenart wird Interferenz von Resonanz- und zugehöriger Potentialstreuphase genannt.

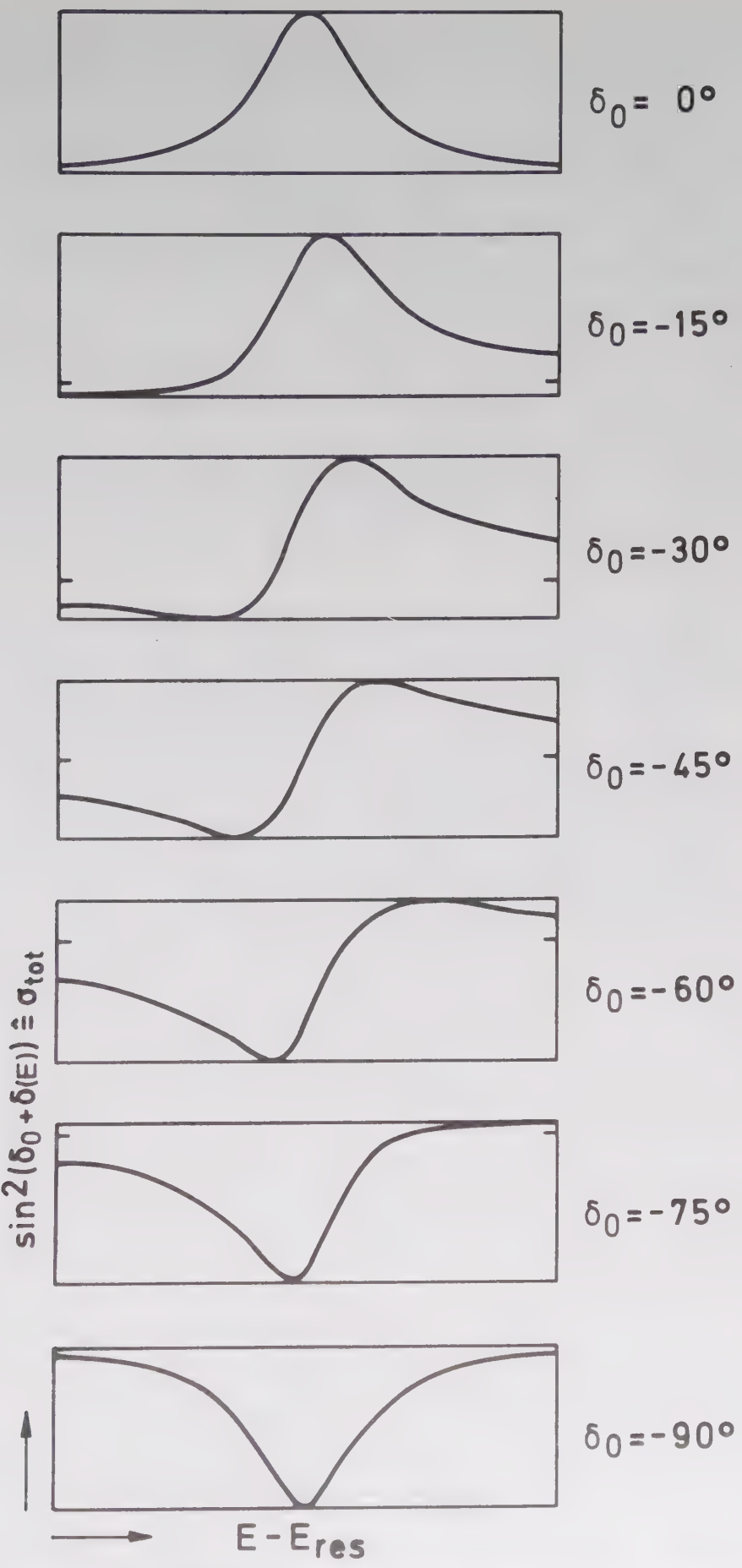

Abb.9 : Resonanzform in Abhängigkeit von der Potentialstreuphase

Verläuft die Streuung ausschließlich elastisch, so wird die Bestimmung der Streumatrixelemente auf die der Streuphasen eingeschränkt. Ein Targetkernspin Null verursacht, daß die Resonanzzustände des Kerns nur durch eine Partialwelle erzeugt werden. Nur ein die Resonanz bildender Partialwirkungsquerschnitt durchläuft dann sein Minimum Null und sein Maximum

$$2\pi(2J+1)/K^2 = 1.29\,(2J+1)/E\,[\mathrm{MeV}] \quad [\mathrm{barn}],$$

so daß aus der Höhe der Resonanz sich der Gesamt-Drehimpuls J der Partialwelle bestimmen läßt, die die Resonanz angeregt hat.

Unter den genannten günstigen Umständen - Targetkernspin Null und verschlossene inelastische Kanäle - und einer hinreichend großen Zahl von aufgelösten Resonanzen lassen sich also die Streuphasen und damit die gesamte Information über die Streuung auch aus dem totalen Wirkungsquerschnitt bestimmen.Im Rahmen dieser Arbeit werden allerdings nicht die Streuphasen sondern die Eigenschaften der Resonanzzustände untersucht.

4.2 Die Grundlagen der Auswertung mit der Methode der Intensitätsverhältnisse $\sigma(d,p) - \sigma(n,tot)$

Die Bestimmung des bei der Bildung eines angeregten gebundenen Zustandes übertragenen Bahndrehimpulses durch Vergleich der gemessenen und der mittels der DWBA-Theorie errechneten Stripping-Winkelverteilung ist eine oft verwendete Methode. Diese Methode ist prinzipiell auch auf ungebundene Zustände anwendbar, da das mathematische Problem der Konvergenz des Überlappintegrals der Wellenfunktionen von ein- und auslaufendem und ungebundenem übertragenen Teilchen grundsätzlich gelöst ist (HubM 65) und auch praktisch durchführbare Methoden der Berechnung bekannt sind (VinF 70).

Eine verbleibende Schwierigkeit bei der Berechnung ist jedoch die Bestimmung der Wellenfunktion des ungebundenen übertragenen Teilchens.
Zu diesem Problem sind zwei theoretische Ansätze von Baur und Trautmann (BauT 74) sowie Lipperheide und Möhring (LipM 73) vorgelegt worden, bei denen die Wellenfunktionen eines ungebundenen Neutronenzustandes an die Werte des gemessenen totalen Neutronen-Wirkungsquerschnitts angepaßt werden.

Baur und Trautmann (BauT 74) beschreiben den ungebundenen Neutronenzustand durch eine elastisch gestreute Partialwelle in der für große Radien - also zumindest außerhalb der Kernkräfte - gültigen Darstellung als Summe von Besselplus gestreuter Hankelfunktion; der innere Bereich des Kerns liefert angeblich keinen wesentlichen Beitrag.

Lipperheide und Möhring (Lip 71, LipM 73) gehen davon aus, daß sich die Übergangsamplitude der (d,p)-Reaktion darstellen läßt als das Produkt der Amplituden einer Aufspaltung des Deuterons und einer virtuellen Streuung des Neutrons mit kinematischen Bedingungen "außerhalb der Energie-Schale".

Die kinematische Bedingung wird quantitativ ausgedrückt durch die "off-shell-Energie S" des Neutrons

$$S = E - \frac{p^2}{2m} ,$$

mit E = übertragener Energie
und p = übertragenem Impuls,

und trägt der Tatsache Rechnung, daß das Neutron aus der (d,p)-Reaktion bei gleicher Energie E einen größeren Impuls p an den Targetkern überträgt als in der Streuung freier Neutronen, die "auf der Energie-Schale" mit S = 0 verläuft.

Durch Behandlung mit Methoden der R-Matrix-Theorie wird von den Autoren der Wirkungsquerschnitt errechnet; hierbei wird außerdem der konkurrierende Prozess des Deuteron-Aufbruchs durch das Coulomb-Potential in der Weise berücksichtigt, daß auch eine Amplitude für ein als ebene Welle auslaufendes Neutron (Möh 74) angesetzt wird. Dieser Prozess ist in dem Ansatz von Baur und Trautmann für das ungebundene Neutron durch die Besselfunktion ebenfalls enthalten, wird aber bei der Berechnung vernachlässigt.

Bei beiden Ansätzen wird für isolierte Resonanzen mit aufrechter, symmetrischer Linienform ein Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten der (d,p)-Reaktion und der Neutronenstreuung angegeben und für den Targetkern ^{24}Mg deren Verhältnisse

$$\frac{d\sigma/d\Omega dE\,(d,p)}{\sigma\,(n,tot)}$$

als Funktion der Anregungsenergie und des übertragenen Drehimpulses errechnet.

Der Vorteil der beschriebenen Methode gegenüber der Analyse von (d,p)-Winkelverteilungen besteht darin, daß eben nur die Messung und Auswertung eines einzigen (d,p)-Spektrums erforderlich ist - allerdings neben der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts, die jedoch zur Bestimmung des Spins sowieso benötigt wird. Hinzu kommt, daß die Form der (d,p)-Winkelverteilungen für die ungebundenen Zustände

nicht mehr stark vom l-Wert geprägt sind, was auf die Drehimpuls-Fehlanpassung bei den vorliegenden negativen Q-Werten zurückzuführen ist.

Daß einem Punkt des differentiellen Wirkungsquerschnitts der (d,p)-Reaktion nicht der entsprechende differentielle sondern der totale Wirkungsquerschnitt der Neutronenstreuung gegenübergestellt werden muß, ist sofort einsichtig: bei der (d,p)-Reaktion zeigt ein beobachtetes Proton auch lediglich den Aufbruch eines Deuterons und damit die virtuelle Streuung eines Neutrons an, ohne daß dessen Verbleib weiter untersucht wird.

Wie die Abb.13 und 14 zeigen, ergeben beide Rechnungen und das Experiment gestaffelte Kurven für verschiedene l-Werte, und zwar ist für größer werdende l-Werte die (d,p)-Reaktion zunehmend begünstigt und das Verhältnis $\sigma_{\Omega E}(d,p)/\ \sigma(n,tot)$ daher größer.
Diese Tatsache läßt sich qualitativ leicht verstehen: bei der (d,p)-Reaktion wird das übertragene Neutron von dem impulsreichen Deuteron an den Kern herangetragen und ist - im Gegensatz zu der Situation bei der Neutronenstreuung - eher in der Lage, einen etwa erforderlichen höheren Drehimpuls des ungebundenen Zustandes aufzubringen. Mit zunehmender Energie sollte der Abstand der Kurvenzüge abnehmen, da dann auch das Neutron aus der Neutronenstreuung mit größerem Impuls an den Kern herangetragen wird.

Es sei noch kurz auf den für die Bestimmung der Höhe einer Resonanz wichtigen Unterschied zwischen einer Lorenzkurve und einer Gaußkurve hingewiesen.

Eine Kurve $K_L(E)$ vom Typ $K_L = \frac{A}{(E-E_r)^2+B}$ - oft im Zusammenhang mit Schwingungsvorgängen auftretend und häufig und auch hier Lorenzkurve genannt - erhält man auch für eine

Resonanz mit einer Potentialstreuphase $\delta_0 = 0^\circ$:

$$\sigma \sim \sin^2\delta = \sin^2 \operatorname{arc\,tg} \frac{\Gamma/2}{(E - E_r)}$$

$$= \frac{(\Gamma/2\,(E-E_r))^2}{1 + (\Gamma/2\,(E-E_r))^2}\,, \quad \text{da} \quad \sin^2\alpha = \frac{\operatorname{tg}^2\alpha}{1+\operatorname{tg}\alpha}$$

$$= \frac{\Gamma^2/4}{(E-E_r)^2 + \Gamma^2/4}\,.$$

Die Fläche der Lorenzkurve, ausgedrückt durch die Halbwertsbreite Γ und die Höhe h ist

$$F_L = \frac{\pi}{2} \times h \times \Gamma.$$

Die Lorenzkurve ist die natürliche (also nicht durch unzureichende Meßmöglichkeit verzerrte) Linienform des speziellen, häufig auftretenden Resonanz-Zustandes mit einer aufrecht stehenden, symmetrischen Linienform.

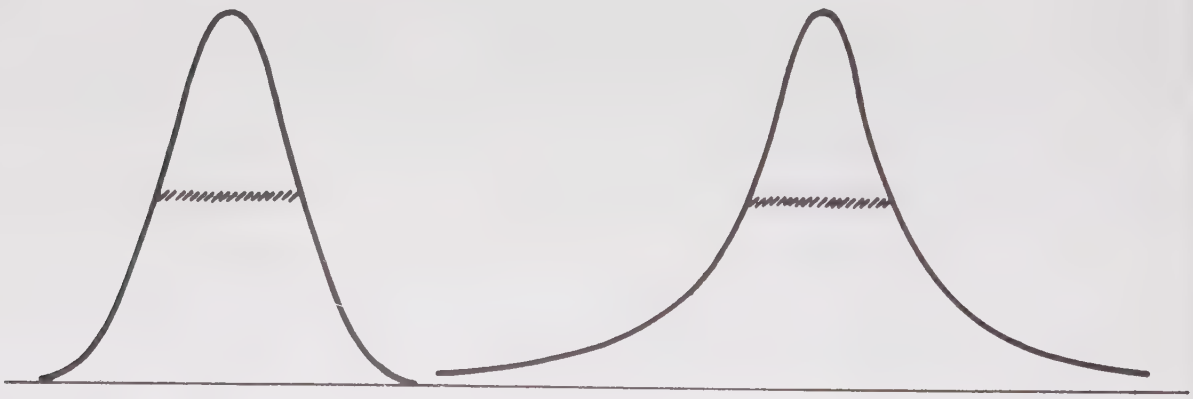

Abb.10 : Vergleich von Lorenz- und Gaußkurve

Mangelhafte Auflösung verzerrt die natürliche Linienform; bei gleichem Flächeninhalt wird die Höhe geringer und die Breite größer. Ist die experimentelle Energieunschärfe ΔE groß gegen die Linienbreite Γ, so geht bei ordentlichen

Meßbedingungen die Lorenzkurve in eine Form ähnlich einer Gaußkurve $K_G(E)$ über:

$$K_G = A e^{-B(E-E_T)^2}$$

$$F_G = 1.06 \times h \times \Gamma .$$

Eine Gaußkurve hat also wegen der fehlenden "Füße" bei gleicher Breite und Höhe einen kleineren Flächeninhalt.

Bei den untersuchten Resonanzen ist in den meisten Fällen die Energieunschärfe zu groß, um deren natürliche Höhe direkt bestimmen zu können; zur Errechnung der Intensitätsverhältnisse wird daher stets das Verhältnis der Produkte

$$\frac{d\sigma/d\Omega\, dE_{exp} \times \Gamma_{exp\,(d,p)} \times f_{(d,p)}}{\sigma_{tot\,exp} \times \Gamma_{exp\,(n,tot)} \times f_{(n,tot)}} = \frac{d\sigma/d\Omega\, dE}{\sigma_{tot}}$$

gebildet, wobei f ein Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der verzerrten Kurvenform ist ($\frac{1.06}{1.57} \approx 0.7 \leq f \leq 1$).

5. Ergebnisse und Diskussion: J-Werte und die l-Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses $\sigma(d,p) - \sigma(n,tot)$

Die Ergebnisse der Untersuchung der ungebundenen Zustände der Kerne ^{25}Mg und ^{33}S sind jeweils in Form einer Gegenüberstellung der Spektren der Wirkungsquerschnitte der (d,p)-Reaktion und der Neutronenstreuung, einer Tabelle mit den charakteristischen Daten der beschreibbaren Resonanzen sowie einer graphischen Darstellung der Verhältnisse der Resonanz-Wirkungsquerschnitte zusammengefaßt.

Anhand dieser Unterlagen kann dann die Lösung der gestellten Aufgabe - Bestimmung von Spin und Parität der untersuchten Zustände und Überprüfung der Methode der Intensitätsverhältnisse - diskutiert werden.

Die Zahl der Resonanz-Zustände beim ^{25}Mg und ^{33}S ist außerordentlich groß. Obwohl die günstige Situation vorliegt, daß der Targetkernspin Null beträgt, ist die Auswertung der totalen Wirkungsquerschnitte durch verschiedene Umstände behindert. Beim ^{24}Mg, bei dem sich die inelastischen Kanäle erst bei 1.37 MeV (n,γ) bzw. 2.56 MeV (n,α) öffnen, wirkt sich sehr störend aus, daß ein großer Teil der Resonanzen sich im totalen Wirkungsquerschnitt stark überlagert, so daß deren Höhe nur schwer bestimmbar ist. Häufig ist auch die Form der Resonanzen nicht mehr klar erkennbar, so daß die Hilfe der Streuphasen-Analyse nur sehr eingeschränkt in Anspruch genommen werden kann. Beim Schwefel liegen die bei der Neutronenstreuung zu beobachtenden Resonanzen recht gut getrennt, es ist jedoch bereits ab 1.53 MeV unter der Neutronen-Bindungsschwelle der unelastische (n,α)-Kanal offen.

Beim Betrachten von Abb.11 und 12 fällt auf, daß die für ^{24}Mg + n gegenübergestellten Wirkungsquerschnitte von (d,p)-Reaktion und Neutronenstreuung recht ähnlich aussehen - also die meisten Linien bei beiden Messungen mit

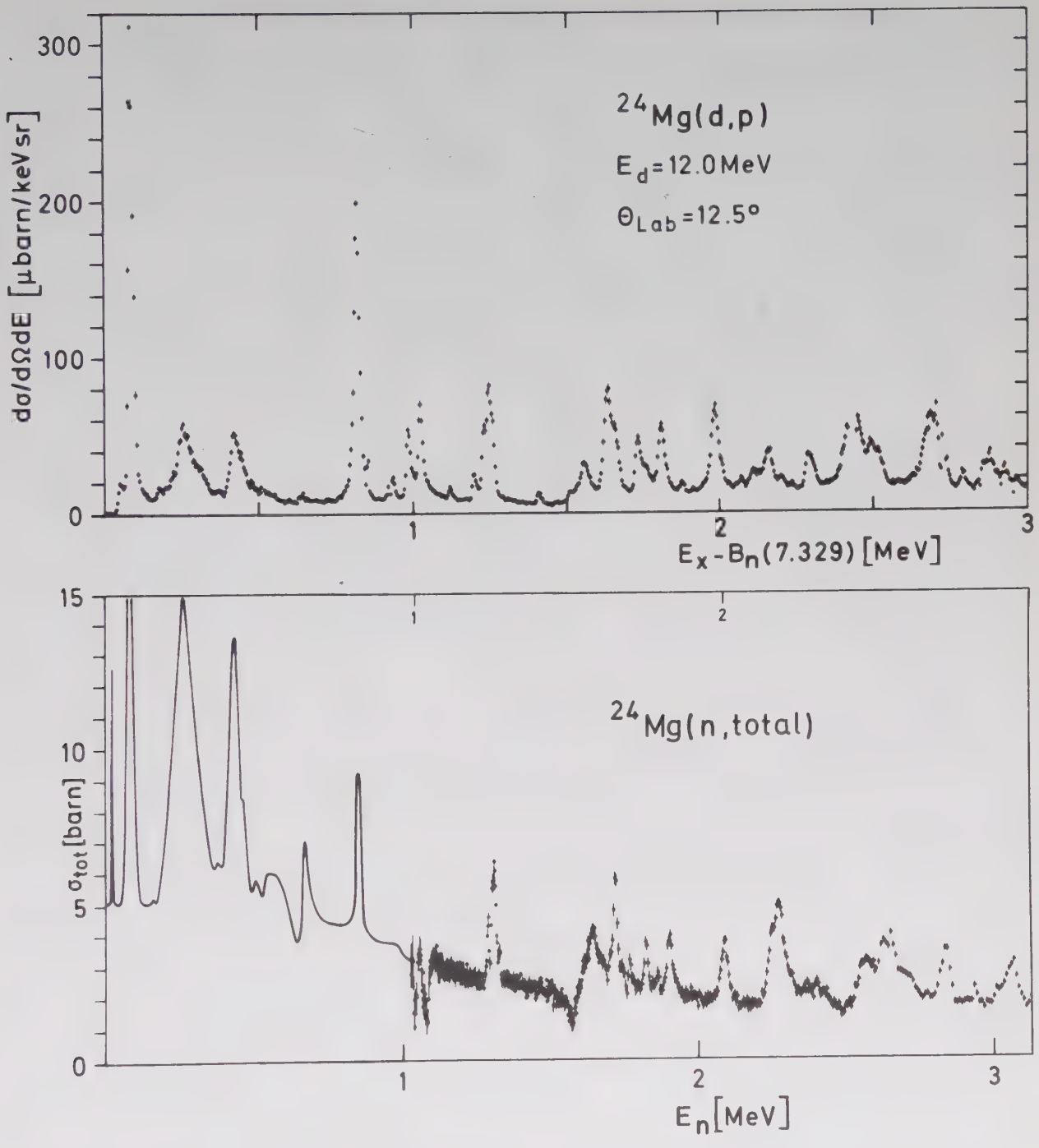

Abb.11 : Die Wirkungsquerschnitte des ^{24} Mg

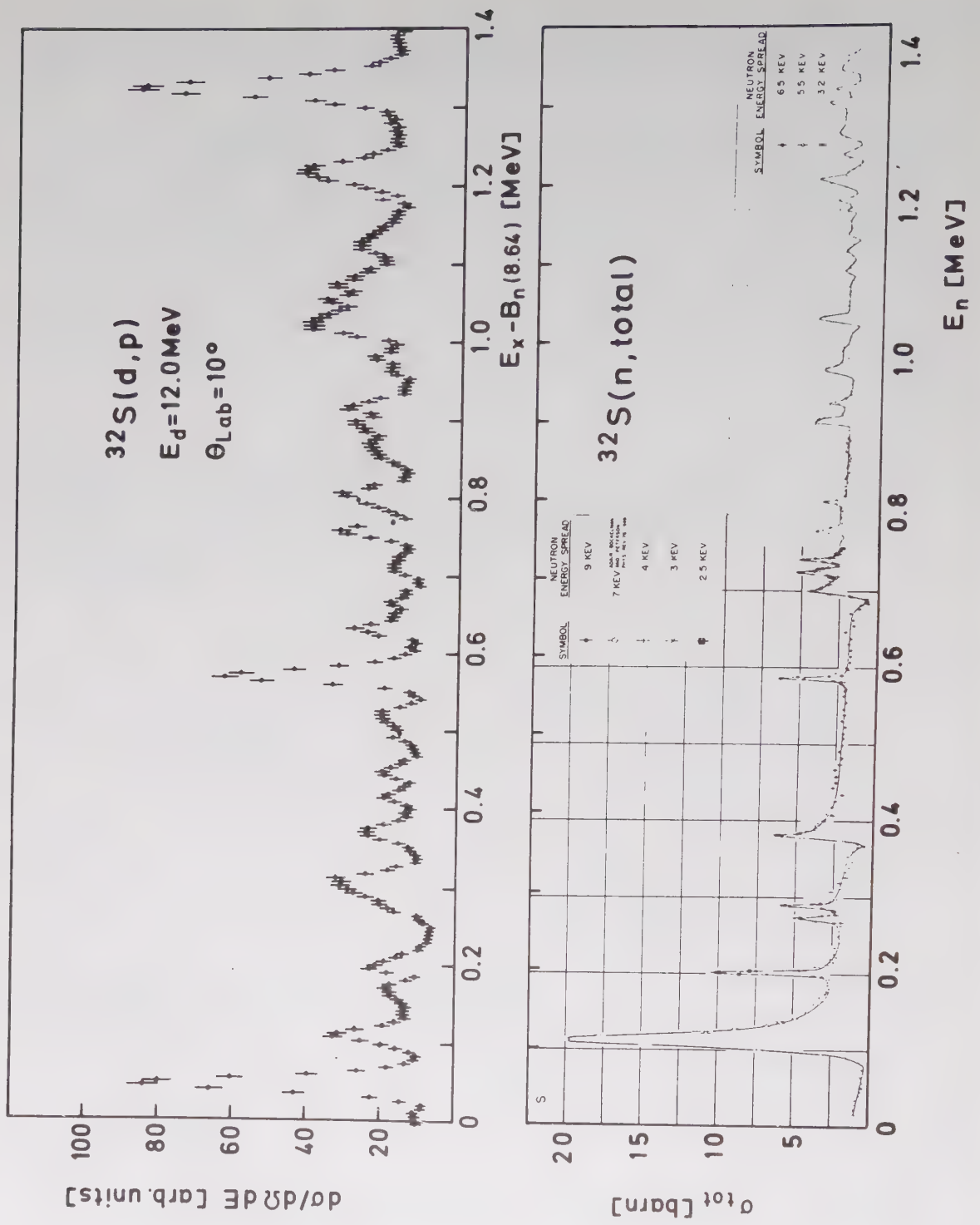

Abb.12 : Die Wirkungsquerschnitte des ^{32}S

allerdings wechselnden Höhenverhältnissen zu sehen sind. Im Gegensatz hierzu zeigt die (d,p)-Reaktion am ^{32}S viel mehr Linien und eine völlig andere Struktur als der totale Wirkungsquerschnitt.
Daraus läßt sich folgern, daß der untersuchte Energiebereich des Schwefels von einer großen Zahl sehr schmaler Linien mit hohen Spins geprägt ist, die sich allerdings wegen ihrer verschwindenden Stärke im totalen Wirkungsquerschnitt nicht auswerten lassen. Die große Zahl der Linien bei der (d,p)-Reaktion erschwert die Auswertung beträchtlich.

Wegen der genannten Schwierigkeiten ist es nicht sinnvoll, systematisch alle Niveaus zu erfassen und beschreiben zu wollen. Es wurden daher nur diejenigen Niveaus in die Tabellen und die graphischen Darstellungen der Intensitätsverhältnisse aufgenommen, über deren Lage, Höhe, Breite und Form sich verwertbare Aussagen gewinnen lassen.

In den folgenden Abschnitten werden die Resonanzen im einzelnen diskutiert. Hierbei werden dann auch einige Resonanzen einbezogen, die entweder ausgeprägt sind oder über die aus der Literatur bereits wesentliche Eigenschaften bekannt sind, die sich aber aus diskutierten Gründen doch nicht auswerten lassen.

Die Angaben in den Tabellen über den transferierten Gesamtdrehimpuls sind zumeist durch Vergleich der Höhe der Resonanzen des totalen Wirkungsquerschnitts mit den theoretischen Werten erhalten. Eine Ausnahme stellt lediglich die Folge der Resonanzen $E_x - B_n$ = 0.108 /0.366 /0.674 MeV beim totalen Wirkungsquerschnitt des ^{33}S dar, die aufgrund ihrer bei diesen niedrigen Energien interferierenden Form $s_{1/2}$-Wellen zugeordnet werden können; hierbei wird zugleich der transferierte Bahndrehimpuls festgelegt.

Messwerte				Partialwellen-Analyse von σ(n,tot)		Analyse des Intensitätsverhältnisses		Ergebnisse	
Energie [MeV]		(n,tot)	(d,p)	σ theorie	J aus Vergl.	$\frac{\sigma_{\Omega E}(d,p)}{\sigma_{tot}}$	l	J^p	Angabe bei
E_x	$E_{n,cm} = E_x - B_n$	σ × Γ × f barn×keV	$\sigma_{\Omega E}$ × Γ × f barn×sr^{-1}	für J=1/2 barn	σth.-σexp.	keV^{-1}sr^{-1}	aus Abb.13		EndL 73
7.375	0.046	<0.2·1	16·16·0.7			>1000	≥ 2	$(^+)$	$(3/2)^+$
7.41	0.080	54·9	310·18·0.7	32	3/2	8 ±50%	1	$3/2^-$	$3/2^-$
7.58	0.25	10·36	50·36	10.3	1/2	5 ±20%	1	$1/2^-$	
7.75	0.42	8·34	42·34	6.1	(1/2)	5.3±40%	1	$(1/2,3/2)^-$	$3/2^-$
7.97	0.64	3.5·25	6·25	4.0	S1/2	1.7±20%	0	$1/2^+$	*
8.14	0.81	5·13·0.9	194·20·0.7	3.2	3/2	46 ±20%	2	$3/2^+$	*
8.32	0.99	2.8·14	45·18·0.7	2.8	S1/2	15 ±20%	-	$1/2^+$	*
8.36	1.03	2.8·18	62·18·0.7	2.8	S1/2	15 ±20%	-	$1/2^+$	*
8.56	1.23	2.1·8	40·16·0.7	2.1	(1/2)	27 ±20%	-	-	
8.56	1.23	2.1·7	12·16·0.7	2.1	(1/2)	9 ±50%	-	-	
8.57	1.24	2.1·7	14·16·0.7	2.1	(1/2)	11 ±40%	-	-	*
8.58	1.25	3.4·12	43·16·0.7	2.1	(3/2)	12 ±30%	-	-	
8.84	1.51	1.7·50	5·50	1.7	S1/2	3 ±20%	0	$1/2^+$	*(DetR 70)
8.90	1.57	1.7·32	22·32	1.7	P1/2	13 ±20%	1	$1/2^-$	
8.97	1.64	3.2·16	70·25·0.9	1.6	3/2	31 ±20%	2	$3/2^+$	*
9.07	1.74	1.8·14	40·18·0.7	1.5		20 ±20%	-	-	
9.15	1.82	2.0·22	46·24·0.9	1.4	(3/2)	28 ±20%	2	$(3/2)^+$	
9.33	2.00	2.2·24	57·28·0.9	1.3	(3/2)	27 ±20%	2	$(3/2)^+$	

* Es sind Zustände mit ihrer Energie angegeben, Abweichung bis 40 keV, Übereinst. ungewiß

Tabelle 1 : Die Resonanzzustände des ^{25}Mg

Messwerte				Partialwellen-Analyse von σ(n,tot)	Analyse des Intensitätsverhältnisses		Ergebnisse	
Energie [MeV]		(n,tot)	(d,p)		$\frac{\sigma_{\Omega E}(d,p)}{\sigma_{tot}}$	l	J	Angabe bei
E_x	$E_{n,cm} = E_x - B_n$	$\sigma \times \Gamma \times f$ barn×keV	$\sigma_{\Omega E} \times \Gamma \times f$ barn×sr^{-1}		keV^{-1}sr^{-1}	aus Abb.14	bzw. l	EndL 73
8.749	0.108	20·20	30·25·0.7	S1/2	1.1 ±20%	0	$1/2^+$	$1/2^+$
8.836	0.195	8·5·0.7	17·23·0.7		8 +30% −60%	1	1	⩾1
8.907	0.266	3·5·0.7	5·23·0.7		8 ±60%	1	1	⩾1
8.923	0.282	4·4·0.7	10·23·0.7		14 ±60%	1	1	⩾1
9.007	0.366	6.5·13	18·23·0.7	S1/2	3 +30% −60%	0	$1/2^+$	$1/2^+$
9.208	0.567	4.5·4·0.7	56·23·0.7		70 ±20%	2	2	$5/2^+$
9.315	0.674	3.8·10	34·23·0.7	S1/2	1.5 ±20%	0	$1/2^+$	$1/2^+$
9.345	0.704	2.5·5·0.7	7·23·0.7		13 ±40%	1	1	
9.360	0.719	2.5·5·0.7	6·23·0.7		11 ±40%	1	1	
9.397	0.756	1.8·6·0.7	23·23·0.7		47 ±40%	2	2	
9.433	0.792	1.5·5·0.7	13·23·0.7		40 ±40%	2	2	
9.536	0.895	2.6·7·0.7	12·23·0.7		15 ±60%	1	1	
9.561	0.920	1.3·6·0.7	16·23·0.7		47 ±60%	2	2	
9.604	0.963	1.8·10	5·23·0.7		5 ±60%	0	$1/2^+$	
9.663	1.022	2.6·11	22·23·0.7		13 ±60%	1	1	

Tabelle 2 : Die Resonanzzustände des ^{33}S

In einigen Fällen konnte auch beim ^{25}Mg der übertragene Bahndrehimpuls aus der Beobachtung der Kurvenform bestimmt werden, und zwar für die Folge der $s_{1/2}$-Zustände bei $E_x - B_n$ = 0.64 /0.99 /1.03 /1.51 MeV und dem $p_{1/2}$-Zustand bei 1.57 MeV.

Die aus den totalen Wirkungsquerschnitten bereits ermittelten Spins und Bahndrehimpulse geben wichtige Stützpunkte bei der Bestimmung der Werte des Bahndrehimpulses aus dem Intensitätsverhältnis.

Bei der Zusammenfassung der einzelnen Punkte der Intensitätsverhältnisse zu Kurvenzügen kann davon ausgegangen werden, daß aufgrund der im vorigen Abschnitt dargelegten qualitativen Überlegungen sowie der Ergebnisse der Rechnungen von Baur und Trautmann sowie Lipperheide und Möhring die Meßpunkte sich zu deutlich voneinander abgegrenzten Gruppen gleichen übertragenen Bahndrehimpulses zusammenfassen lassen; die Kurvenzüge sollen eine glatte Abhängigkeit von der Energie zeigen und sich bei hohen Energien annähern.

Der Kurvenzug für l = 1 beim ^{25}Mg läßt sich am niederenergetischen Ende durch die beiden Resonanz-Zustände mit J = 1/2 und 3/2 festlegen, denen als gemeinsamer Bahndrehimpuls nur l = 1 zugeordnet werden kann. Weiterhin ist der Kurvenzug dann durch die $p_{1/2}$-Resonanz bei 1.57 MeV festgelegt. Die Zusammenfassung der Punkte zu den Gruppen mit l = 0 und l = 2 ergibt sich dann zwangsläufig, unterstützt durch die aus dem totalen Wirkungsquerschnitt ermittelten Spins. Es verbleiben jedoch einige Punkte deutlich außerhalb der verbindenden Kurven.

Der Vergleich der gemessenen Intensitätsverhältnisse des ^{25}Mg mit den Rechnungen von Baur und Trautmann sowie Lipperheide und Möhring (siehe Abb.13) zeigt qualitative Übereinstimmung. Sehr schön ist die Wiedergabe der

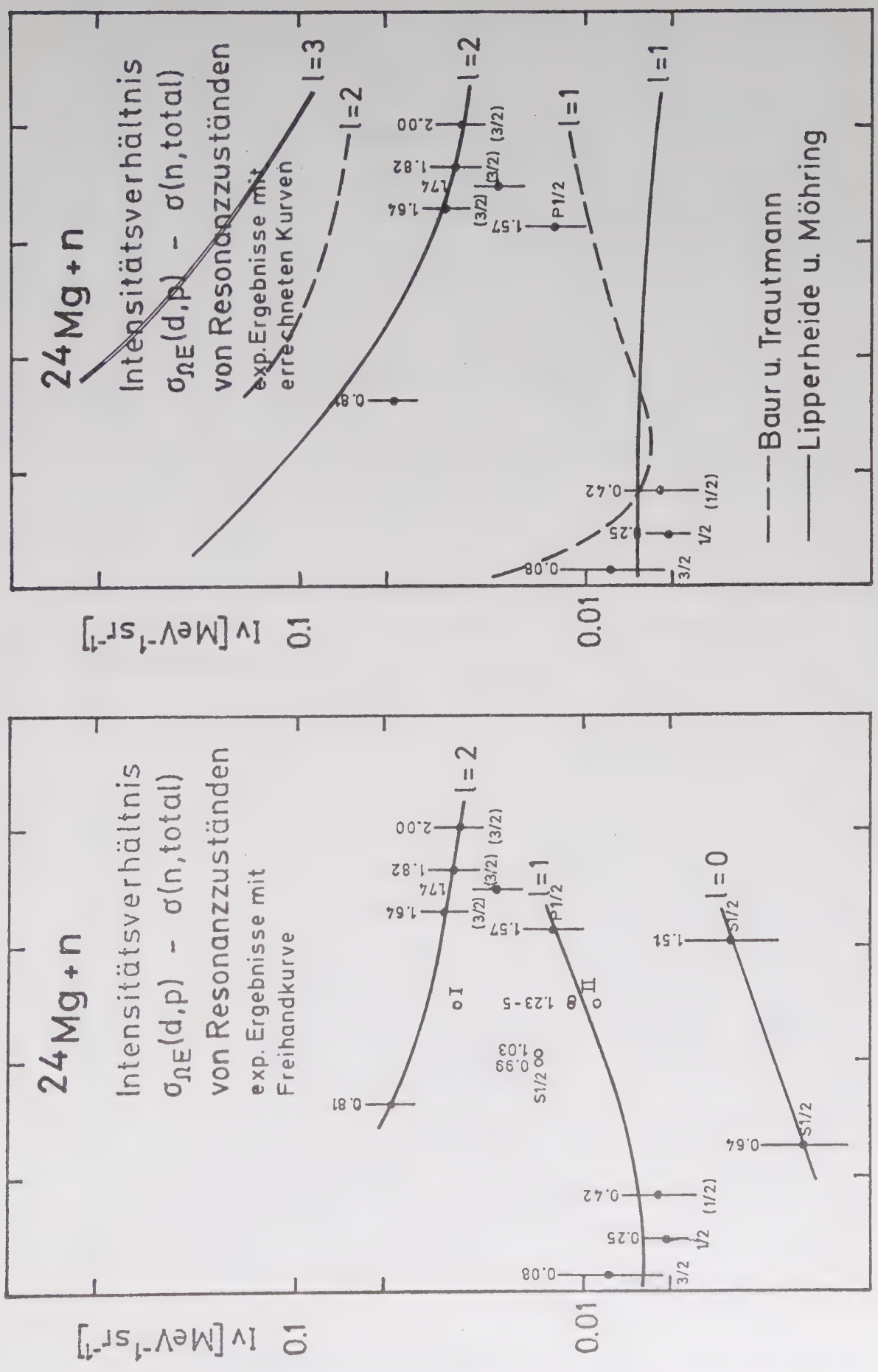

Abb.13 : Die Intensitätsverhältnisse beim ^{25}Mg

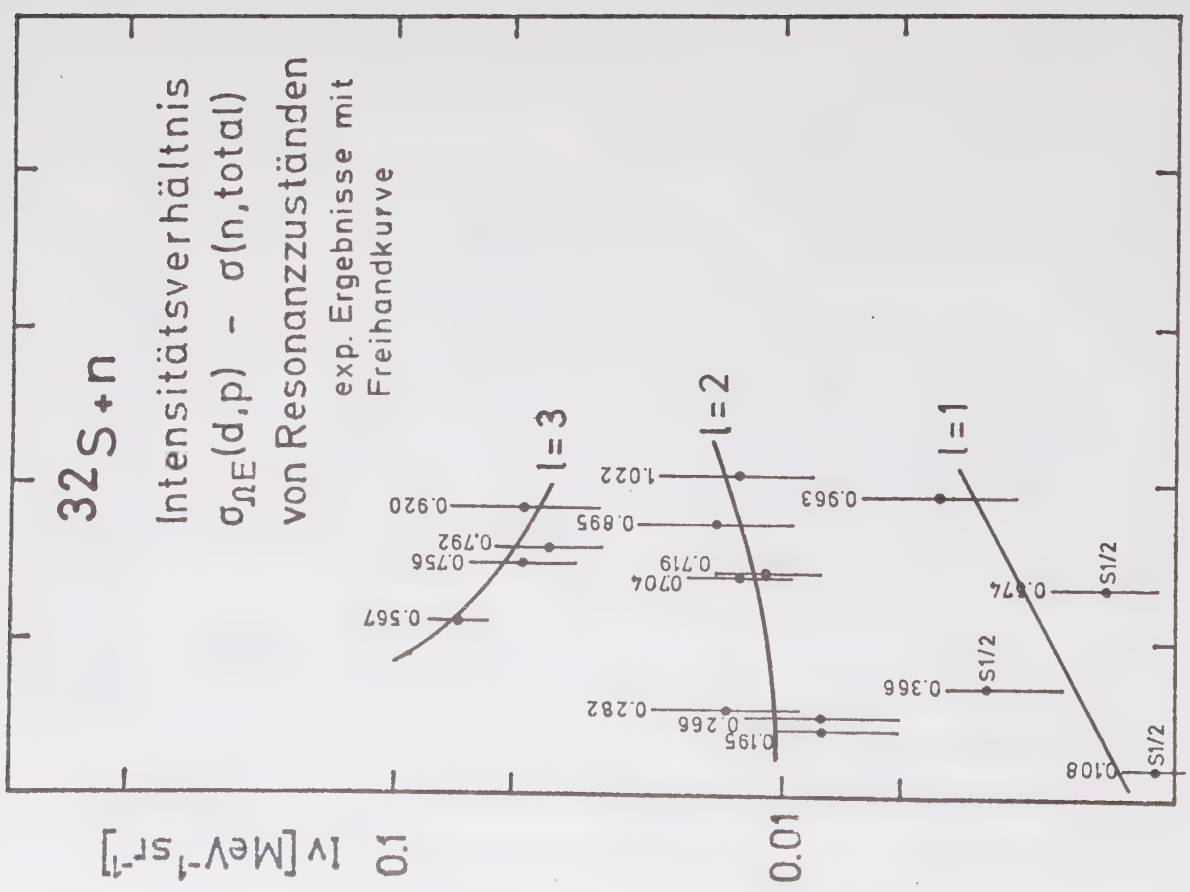

Abb.14 : Die Intensitätsverhältnisse beim ^{33}S

(3/2)-Zustände durch die Rechnung von Lipperheide und Möhring. Es sei darauf hingewiesen, daß beide Rechnungen ohne relative Anpassung durchgeführt wurden.
Lipperheide und Möhring verwendeten optische Potentiale für den Ein- und Ausgangskanal, Baur und Trautmann lediglich ebene Wellen mit Cut-off. Der Cut-off wurde bei $R = (1.4 \times A^{1/3} + 2)$ fm vorgenommen; ein 1.8 fm größerer Radius zeigte eine Verbesserung der Übereinstimmung mit den Meßwerten für die Kurve mit l = 2 und eine entsprechende Verschlechterung bei l = 1 .

Beim ^{33}S ist - unterstützt durch die dichter liegenden Punkte - die Zuordnung sofort klar zu erkennen. Die Kurvenzüge für die verschiedenen Bahndrehimpulse sind ihrer Form und ihrem Abstand untereinander nach dem ^{25}Mg sehr ähnlich; auch die absoluten Höhen sind etwa gleich, da die willkürlichen Einheiten mit einer Unsicherheit vom Faktor 2 als absolute Größen der Dimension MeV^{-1} sr^{-1} aufgefaßt werden können. Eine glatte Verbindung der $s_{1/2}$-Punkte ist jedoch nicht möglich.
Rechnungen liegen leider nicht vor.

Es verbleiben jedoch einige Resonanzen, die sich in das Schema nicht einordnen lassen.
Beide Zustände des Dubletts im ^{25}Mg mit $E_x - B_n = 0.99$ / 1.03 MeV sind aus der Neutronenstreuung als $s_{1/2}$-Resonanzen mit 90^o Potentialstreuphase bestimmt worden, während ihr Intensitätsverhältnis weit oberhalb der l = 0, noch über der l = 1-Linie liegt. Während fast alle Resonanzen sich mit gleicher Kurvenform bei der (d,p)-Reaktion und der Neutronenstreuung zeigen, und zwar auch dann, wenn die Kurvenform eine Interferenzstruktur aufweist (siehe etwa die Resonanzen in ^{13}C bei $E_x = 7.7$ MeV und ^{16}N, $E_x = 5.05$ und 5.73 MeV (FucH 72)), besitzen die Zustände dieses Dubletts unterschiedliche Kurvenformen: die Linien sind bei der (d,p)-Reaktion aufrecht stehend, während sie bei

der Neutronenstreuung symmetrisch nach unten ins Kontinuum einschneiden (Potentialstreuphase $\delta_0 = -90^0$).

Die Autoren beider genannter theoretischer Arbeiten weisen darauf hin, daß unterschiedliche Kurvenformen möglich sind. Lipperheide und Möhring weisen nach, daß stets bei kleiner Einteilchenbreite Γ_{sp} bei der (d,p)-Reaktion aufrecht stehende Linien zu erwarten sind, und zwar unabhängig von der Kurvenform bei der Neutronenstreuung. Für den Fall unterschiedlicher Kurvenformen darf das Verfahren der Intensitätsverhältnisse vermutlich nicht angewendet werden, weil beide Autoren symmetrische, aufrecht stehende Linien voraussetzen müssen, um ihre Ergebnisse zu erlangen.

Da die Breite der Zustände des Dubletts mit 14 bzw. 18 KeV im Verhältnis zu den anderen Zuständen keineswegs besonders schmal ist, kann gefolgert werden, daß beide Zustände einen großen spektroskopischen Faktor $S = \Gamma/\Gamma_{sp}$ besitzen. Beide Zustände haben identische Drehimpuls-Quantenzahlen; es ist anzunehmen, daß sie durch die Aufspaltung eines Einteilchenzustandes unter Einfluß einer Restwechselwirkung darstellbar sind. Damit werden recht konkrete Forderungen an die Restwechselwirkung gestellt, die einen $s_{1/2}$-Einteilchenzustand in - möglicherweise nur zwei - Zustände mit 40 keV Abstand aufspaltet. (Die nächsten beobachteten $s_{1/2}$-Resonanzen liegen ca. 400 keV entfernt.)

Auch die $s_{1/2}$-Resonanzen im ^{32}S + n bereiten Schwierigkeiten beim Versuch, sie zu einer glatten Kurve zusammenzufassen. Es hat daher den Anschein, als ob s-Resonanzen sich häufig unregelmäßig verhalten; das könnte darauf zurückzuführen sein, daß sich die Resonanzen im totalen Wirkungsquerschnitt stets mit interferierender Kurvenform, bei der (d,p)-Reaktion hingegen zumeist mit aufrechten, symmetrischen Linien zeigen, so daß der die Auswertung behindernde Fall unterschiedlicher Kurvenform vorliegt.

In diesem Zusammenhang ist auch von Bedeutung, daß Lipperheide und Möhring unter ihren genannten Voraussetzungen für l = 0 ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von $2 \cdot 10^{-4}$ MeV^{-1} sr^{-1} erhalten; alle ausgewerteten Resonanzen liegen um eine Größenordnung darüber.

Die Resonanzstruktur des ^{25}Mg bei $E_x - B_n = 1.24$ MeV - aus mindestens zwei, wahrscheinlich sogar vier Zuständen bestehend - ist sehr unsicher zu analysieren. Es ist auf zwei Wegen versucht worden, die Resonanzen aus der (d,p)-Reaktion und der Neutronenstreuung im Rahmen der Unsicherheit der Energieeichung gegenüberzustellen. Die Methode der Intensitätsverhältnisse läßt den zweiten Versuch richtig erscheinen. Da jedoch weitere Alternativen nicht ausgeschlossen werden können, ist keine hinreichende Klarheit vorhanden, um die Eigenschaften der Zustände dieser Resonanzstruktur festlegen zu können.

Abschließend soll noch die Eigenschaft der Annäherung der Kurvenzüge für verschiedene l-Werte bei wachsender Energie diskutiert werden.
Dieses Verhalten tritt in Übereinstimmung mit den qualitativen Überlegungen in Abschnitt 5.2 auf und ist auch - weniger ausgeprägt - dem Verlauf der errechneten Kurven zu entnehmen.
Die Kurvenzüge für l = 1 und l = 2 scheinen gegen 20 MeV^{-1} sr^{-1} für ^{25}Mg und 25 Einheiten für ^{33}S zu konvergieren.

Da nach dem Bilde der R-Matrix-Theorie der gesamte - also auch resonanzferne - Neutronen-Wirkungsquerschnitt als Auswirkung von - unter Umständen weit entfernt liegenden - Resonanzen aufgefaßt werden kann, ist unter einer Zahl von Bedingungen, die im folgenden noch genannt werden, ein Vergleich des Konvergenzwertes mit dem Verhältnis der über einen breiten Bereich gemittelten Wirkungsquerschnitte von (d,p)-Reaktion und Neutronenstreuung sinnvoll.

Dieser Verhältnismittelwert liefert für ^{24}Mg im Intervall zwischen 2 und 3 MeV ca. 30 μb/2.6 barn · keV · sr $\approx$ 12 MeV^{-1} sr^{-1} und für ^{33}S im Intervall zwischen 1.0 und 1.4 MeV ebenfalls 30/2.5 $\approx$ 12 Einheiten. In beiden Fällen beträgt der Verhältnismittelwert ca. die Hälfte des Konvergenzwertes.

Die zu fordernden Bedingungen sind: die Kurvenzüge für verschiedene l-Werte sollen bereits zusammenfallen, und der Konvergenzwert soll energieunabhängig sein. Alle Resonanzen sollen aufrechte, symmetrische Linien besitzen, und die (d,p)-Übergangsamplitude soll nur aus dem Prozess des durch die Kernkräfte aufbrechenden Deuterons und des anschließend virtuell gestreuten Neutrons bestehen.

Keine der Bedingungen ist vollständig erfüllt. Die Ähnlichkeit von Konvergenzwert und Verhältnismittelwert scheint jedoch nahezulegen, daß die Abweichungen von den vorausgesetzten Bedingungen nicht allzu groß sind.

Bei der Untersuchung der ungebundenen Zustände des ^{14}N zeigte sich, daß bei diesem Kern die beschriebene Methode der Intensitätsverhältnisse nicht anwendbar ist. ^{14}N besitzt im Grundzustand Spin und Parität 1^+. Die erzeugten Zustände im ^{15}N können daher mit bis zu drei Partialwellen angeregt werden.

Zwar ist der totale Wirkungsquerschnitt - bei verschlossenen, inelastischen Kanälen - auch dann noch eindeutig festgelegt, da die resonanzfähigen Partialwellen mit voller Amplitude die Resonanz durchlaufen (das führt nicht zu Widersprüchen bei der Bestimmung der spektroskopischen Faktoren, da $S = \Gamma / \Gamma_{sp}$ ist, und Γ_{sp} ist eben eine für jeden Satz von Quantenzahlen andere Größe), der Wirkungsquerschnitt der (d,p)-Reaktion hingegen ist aus den verschiedenen Einteilchen-Stärken in dem durch die spektroskopischen Faktoren festgelegten Verhältnis zusammengesetzt, so daß die

Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte keine diskreten - vom Größenverhältnis der spektroskopischen Faktoren unabhängige - Werte einnehmen.

Fernerhin ist auch der unelastische (n,α) und (n,p) Kanal offen, so daß die Auswertung des totalen Wirkungsquerschnitts verhindert ist.

Die ermittelten Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte zeigten - unter Berücksichtigung der schon bekannten Spins einiger Zustände - daß eine Zusammenfassung der erhaltenen Punkte zu Kurvenzügen gleicher l-Quantenzahl nicht möglich ist.

Als Ergebnis dieser Arbeit läßt sich zusammenfassend nennen:

1. Es wurden für etwa 20 ungebundene Zustände der Kerne ^{25}Mg und ^{33}S die übertragenen Bahndrehimpulse und meist auch die übertragenen Gesamtdrehimpulse bestimmt.
2. Es wurde die kürzlich angeregte Methode der Intensitätsverhältnisse (FucH 71, LipM 72) überprüft; hierbei zeigte sich, daß diese Methode gut anwendbar ist für die Untersuchung der Zustände, die mit übertragenem Bahndrehimpuls von l = 1 und l = 2 an Targetkernen mit Spin 0 und im Bereich bis 2 MeV Anregungsenergie im Ungebundenen gebildet werden. Für Zustände mit l = 0 scheinen sich häufig grundsätzliche Schwierigkeiten zu ergeben, für Zustände mit l $\geq$ 3 ist das Produkt von Höhe × Breite einer Resonanz beim totalen Wirkungsquerschnitt wegen der geringen Größe praktisch nicht mehr auswertbar.

6.1 Einzelergebnisse: Resonanzen im ^{25}Mg

Die zu vergleichenden Wirkungsquerschnitte von (d,p)-Reaktion und Neutronenstreuung sind in den Abschnitten 3 bzw. 4 beschrieben.

Die Übereinstimmung der Energiemaßstäbe beider Spektren kann mit 10 keV Unsicherheit angenommen werden.

Aufgrund der relativ großen Breiten der beobachteten Zustände liegen bei der gut auflösenden Messung des totalen Wirkungsquerschnitts fast alle Resonanzen in ihrer natürlichen Linienform vor, die allerdings häufig wegen Überlagerungen mit benachbarten Linien nicht zu erkennen ist.

Die Auflösung des (d,p)-Spektrums liegt meist in der Größenordnung der Linienbreiten und macht eine Korrektur bei der Bestimmung des Produkts $h \times \Gamma$ erforderlich.

Die Fehler bei der Bestimmung von Höhe und Breite der Resonanzlinien werden in den meisten Fällen zu je 10% geschätzt, der Fehler des Intensitätsverhältnisses entspechend zu 20%.

Die ermittelten quantitativen Größen der im folgenden diskutierten Resonanzzustände sind in der Tabelle 1 enthalten.

Es sind stets die Anregungsenergien im Ungebundenen - also abzüglich der Bindungsenergie - angegeben. Dieser Wert entspricht zugleich der Energie der gestreuten Neutronen im Schwerpunktsystem.

$E_x = 0.019\ \text{MeV} + B_n\ (7.329\ \text{MeV})$

Das nur in der Neutronenstreuung beobachtete Niveau liegt in seiner natürlichen Linienform vor. Das Niveau kann aber nicht zu ^{25}Mg gehören, da die Resonanzhöhe von 6 barn nur 1/20 der nach der R-Matrix-Theorie mindestens erforderlichen Höhe für $J = 1/2$ erreicht.
Es muß den Isotopen ^{26}Mg oder ^{27}Mg oder einer Verunreinigung zugeschrieben werden.

E_x = 0.046 MeV + B_n

Das Niveau ist bei Endt und Van der Leun (EndL 73) mit $(3/2, 5/2)^+$ angegeben. Bei der (d,p)-Reaktion ist es zu beobachten, im Neutronenquerschnitt hingegen nicht: $\sigma_{tot} \times \Gamma < 0.2$ barn × 1 keV.

E_x = 0.080 MeV + B_n

Die Auswertung dieser Resonanz ist problemlos durchführbar.

E_x = 0.20 bis 0.35 MeV + B_n

Es wird sowohl bei der (d,p)-Reaktion wie auch im Neutronenquerschnitt eine intensiv ausgeprägte Resonanzstruktur gesehen.

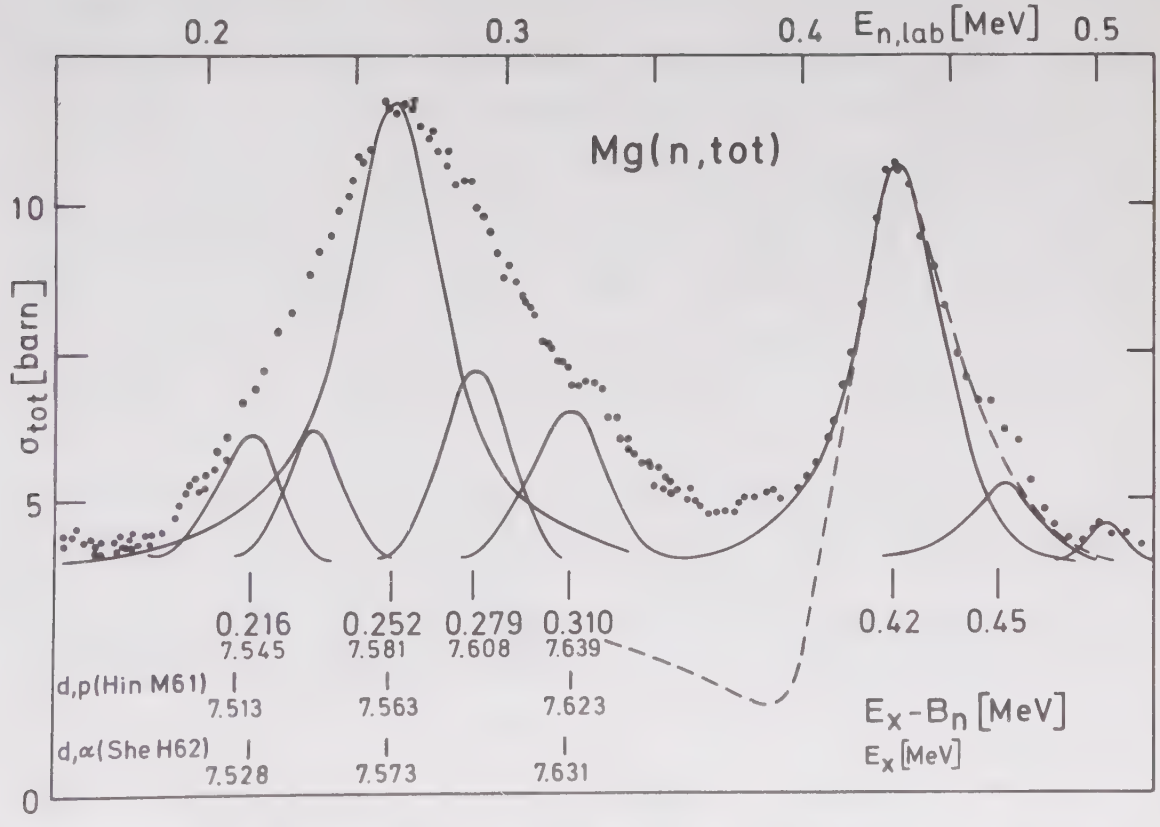

Abb.15 : Die Resonanzen zwischen 0.2 und 0.5 MeV

Die von Garg et al (GarR 65) aufgrund ihrer Messung der Neutronenstreuung gegebenen Deutung als ein Niveau mit 85 keV Breite kann jedoch nicht zutreffen; die nahezu dreieckige Kurvenform kann nur als eine Überlagerung mehrerer Linien entstehen.

Eine Zerlegung des totalen Wirkungsquerschnitts - siehe Abb.15 - bleibt unbefriedigend: die zur Zerlegung herangezogenen überlappenden und aus mehreren Messungen bekannten Resonanzen sind zu niedrig, um selbst für J = 1/2 den theoretischen Werten zu genügen. Sie scheinen aber keine Linien der anderen Mg-Isotope zu sein, da sie auch bei Al (d,α) zu sehen sind (Al = 100% ^{27}Al). Fernerhin weichen die Linien von der Lorenzform ab ("Füße" fehlen), obwohl die Auflösung hinreichend ist.
Als Ausweg kann spekuliert werden, daß die Neutronengruppe aus mehr Linien als bekannt und mit geringer Breite besteht. Aus der Zerlegung kann jedoch das Niveau bei 0.25 MeV mit einer Breite Γ = 36 keV und einer Höhe von 10 barn deutlich entnommen werden.

Ein Niveau 7.592 MeV = 0.255 MeV + B_n - wie bei Endt und van der Leun (EndL 73) mit einer Breite Γ = 78 keV angegeben - gibt es daher nicht, lediglich eine Anzahl schmalerer Linien. Auf welche Messung diese Angabe zurückgeht, konnte aus der Vielzahl der Zitate nicht ermittelt werden. Auch das bei Hinds et al (HinM 61) angegebene Niveau (s. auch Zerlegung) mit 7.57 MeV fällt mit dem Niveau 7.563 MeV zusammen. Das letztere ist eben nicht ein mit dem zuerst genannten überlappendes, breites, flaches Niveau, sondern dessen natürlicher "Fuß" und zugleich der hier ermittelte dominierende Resonanz-Zustand.

E_x = 0.42/0.45 MeV + B_n

Bei dieser Energie wird in der (d,p)-Reaktion und im totalen Wirkungsquerschnitt eine stark ausgeprägte -

offensichtlich aber auch zusammengesetzte - Linie gesehen. Der Versuch einer Zerlegung des totalen Wirkungsquerschnitts (Abb.15) ergibt eine Höhe von 8 barn und eine Breite von 34 keV. Für J = 1/2 errechnet sich jedoch eine Höhe von 6.1 barn. Die Linie ist also entweder noch stärker überlagert als bei,der Zerlegung angenommen, oder sie hat die gestrichelt eingetragene Kurvenform mit 12.2 barn Höhe. Diese Interpretation würde zugleich die asymmetrische Form erklären; sie ist auch mit der Linienform des (d,p)-Zustandes verträglich, widerspricht aber der Erfahrung, daß bei derart niedrigen Energien Partialwellen mit J = 3/2 keine wesentliche Potentialstreuphase besitzen.
Der Zustand wird bei Endt und van der Leun (EndL 73) mit $3/2^+$ angegeben; der Spin ist aus dem totalen Wirkungsquerschnitt bestimmt, der Autor ist jedoch nicht genannt. Die Höhe wird daher mit 8^{+4}_{-2}, der Spin mit (1/2, (3/2)) angegeben.
Ein bei Endt und van der Leun (EndL 73) mit E_x = 7.784 MeV ($E_x - B_n$ = 0.455) zitierter Zustand - von Detraz und Richter (DetR 70) als niedrigster T = 3/2-Zustand festgelegt - wird vermutlich an der rechten Flanke der Linie beobachtet, angesichts der bestehenden Unsicherheit jedoch nicht ausgewertet.

E_x = 0.64 MeV + B_n

Das Niveau ist als Resonanz mit einer Potentialstreuphase von -45^o im Neutronenquerschnitt deutlich zu sehen, bei der (d,n)-Messung hingegen kaum.
Die dem theoretischen Wert für J = 1/2 entsprechende Höhe und die Tatsache des bereits erheblichen Potentialstreuanteils lassen die Resonanz klar als einen $s_{1/2}$-Zustand erscheinen.

E_x = 0.81 MeV + B_n

Das Niveau ist sowohl in (d,p) wie im totalen Neutronenquerschnitt deutlich ausgeprägt. Die Kurvenform (kleine "Füße") läßt darauf schließen, daß die natürliche Breite noch kleiner als die Auflösung der Neutronenstreuung ist, die wahre Höhe der mit 5.0 barn gemessenen Linie wird daher größer sein. Der Vergleich mit den theoretischen Werten von 3.2 bzw. 6.4 für J = 1/2 bzw. 3/2 läßt auf einen Spin J = 3/2 schließen.

E_x = 0.99/1.03 MeV + B_n

Dieses Dublett ist im Neutronenquerschnitt und der (d,p)-Reaktion kräftig ausgebildet. Im Gegensatz zu den meisten der anderen Niveaus zeigt es die Besonderheit, daß die Resonanzform bei den beiden Reaktionen unterschiedlich ist: die (d,p)-Linien stehen aufrecht, die (n,tot)-Linien zeigen sich als schmale Einschnitte.
Die Linien der Neutronenstreuung gehören zu einer Potentialstreuphase von 90^o, sie sind sicher beide vom gleichen Typ und gehören mit großer Wahrscheinlichkeit zur $s_{1/2}$-Welle: ihre Höhe entspricht dem Rechenwert für J = 1/2, und der $p_{1/2}$-Wellen-Beitrag sollte bei 1 MeV noch nicht diese Größenordnung erreicht haben.
Die Resonanzen ordnen sich fernerhin logisch in die Folge der bei 0.64 / 0.99 / 1.03 und 1.51 MeV liegenden - alle der $s_{1/2}$-Welle zuzuordnenden - Resonanzen ein.
Eine Interpretation als $p_{1/2}$-Welle würde möglicherweise auch deswegen zu einem Widerspruch führen, da in der Nähe aufrecht stehende Linien in der (n,tot)-Messung beobachtet werden, die mit großer Wahrscheinlichkeit einer $p_{1/2}$-Welle zuzuordnen sind.

Als weitere Niveaus, die die erwähnte Besonderheit der unterschiedlichen Kurvenformen zeigen, sind die $s_{1/2}$-Resonanzen bei 0.64 und 1.54 MeV zu nennen, allerdings ist hier der (d,p)-Wirkungsquerschnitt sehr klein und die Resonanzform daher nicht eindeutig erkennbar.

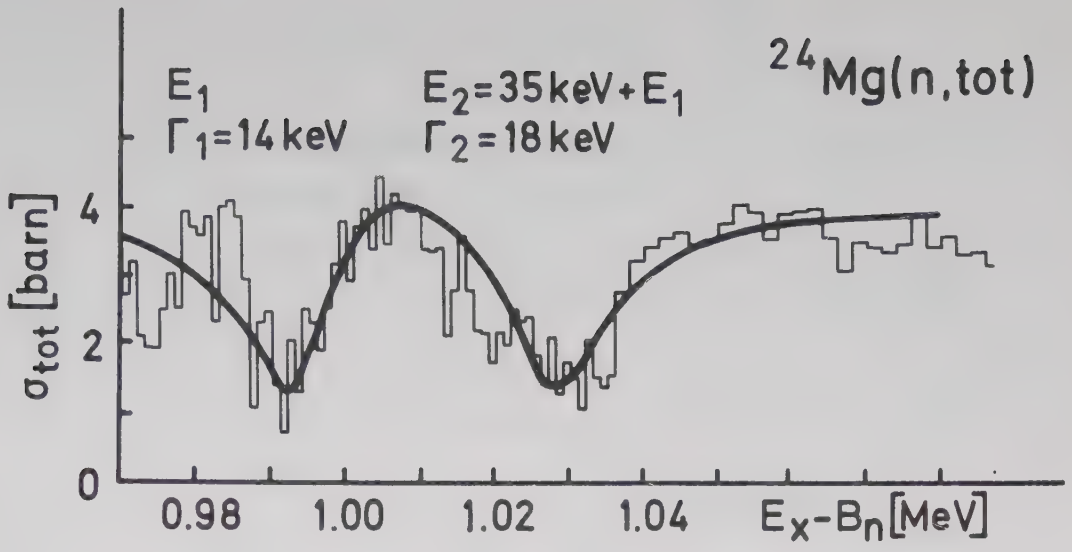

Abb.16 : Das 0.99/1.03 MeV - Dublett

Leider liegt das Dublett ganz am Rande des Meßbereichs mit geringer statistischer Genauigkeit, so daß sich die Resonanzparameter nur schlecht bestimmen lassen.
In der Abb.16 ist das Dublett aus der Neutronenstreuung zusammen mit einer für zwei miteinander interferierende Resonanzen errechneten Kurve dargestellt.
Eine gewisse Unsicherheit der Interpretation bleibt jedoch, da das unterhalb des Dubletts verbleibende Kontinuum, für das die $p_{1/2}$- und aus dem gleichen o.g. Argument auch die $p_{3/2}$-Welle entfallen soll, nun der Summe aller Partialquerschnitte mit noch höheren Spins zugeschrieben werden muß.

$E_x = 1.24\ \text{MeV} + B_n$

Die ausgeprägte, aber aus mehreren Linien bestehende Resonanzstruktur ist nicht eindeutig auswertbar.

In der folgenden Darstellung sind die Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen gegenübergestellt, und zwar ist auf zwei Weisen versucht worden, der Analyse der (n,tot)-Messung eine entsprechende Analyse der (d,p)-Daten gegenüberzustellen. Hierbei sind die (d,p)-Daten mit einer

Verschiebung der Energieskala gegeneinander um 10 keV aufgetragen. Der Energiemaßstab bei Versuch II ist aus einer Angleichung der (d,p)- und der (n,tot)-Messung bei den direkt benachbarten Niveaus 0.99/1.03 MeV und 1.56 MeV hervorgegangen; das bevorzugt Versuch II aber nicht sonderlich, da die Verschiebung um 10 keV noch innerhalb des Fehlerbereichs der Energieeichung liegt.

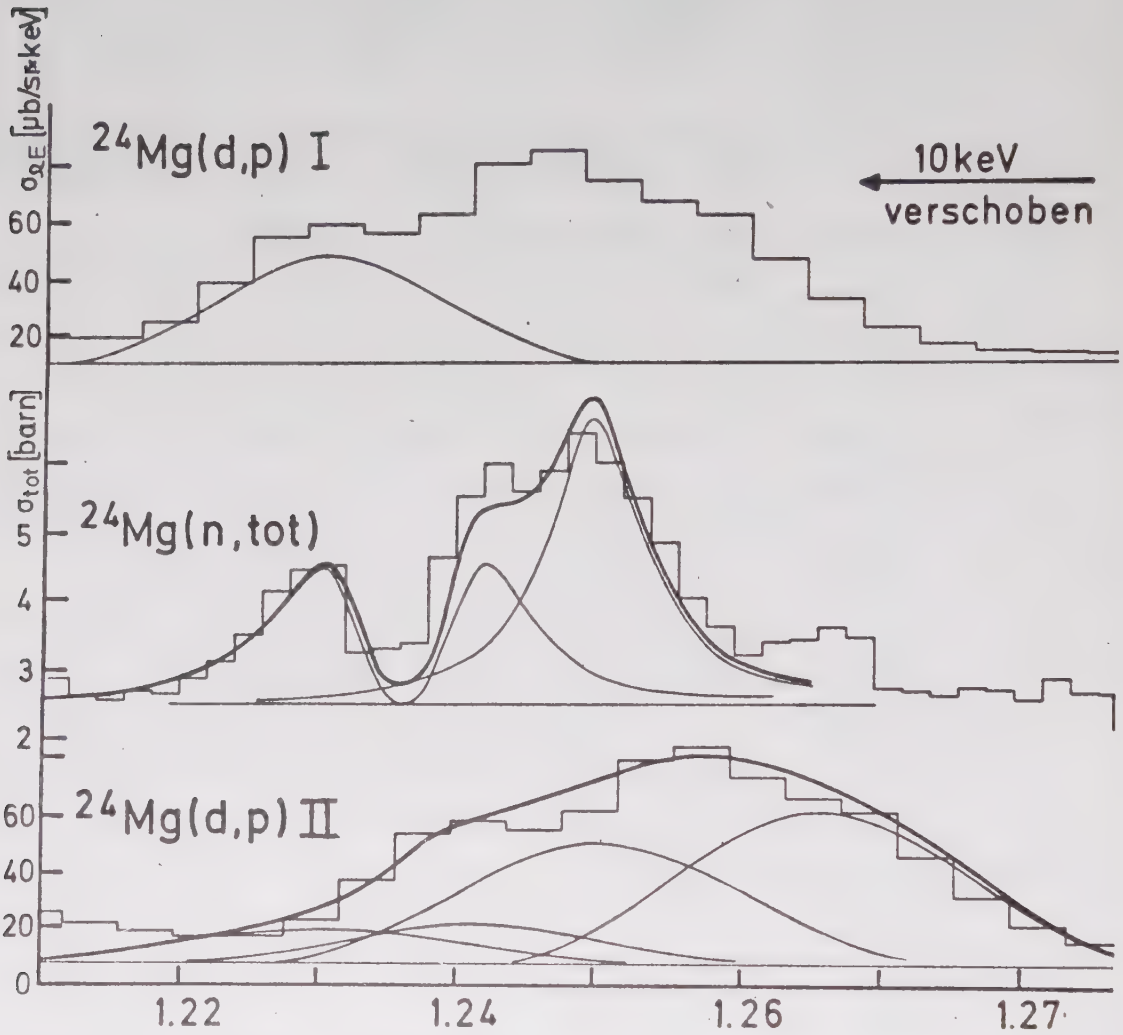

Abb.17 : Zerlegung der 1.25 MeV - Resonanzstruktur

Der Wirkungsquerschnitt der Neutronenstreuung wird durch ein überlappendes J = 1/2-Dublett und ein J = 3/2-Niveau beschrieben. Der Vergleich der Meßdaten mit einem J = 1/2-Niveau und einem anschließenden J = 3/2-Dublett oder - statt des Dubletts - mit einem einzelnen J = 3/2-Niveau führt zu einer deutlichen, aber nicht entscheidenden Verschlechterung.

Bei Versuch I erscheinen die Resonanzkurven beider Prozesse als fast affine Abbildungen.

Bei Versuch II stehen sich beide Resonanzgebiete ohne Ähnlichkeit gegenüber.

Es sind - wie erwähnt - Varianten denkbar, die aber bezüglich ihrer Auswirkung auf das linke Niveau, auf das wegen seiner noch am besten möglichen Auswertung die Alternativbetrachtung beschränkt wurde, einem der beiden Versuche ähneln.
Beide Versuche stehen sich etwa gleichwertig gegenüber, mindestens einer muß aber falsch sein.

E_x = 1.51/1.57 MeV + B_n

Die Meßdaten der Neutronenstreuung sind mittels einer Überlagerung von drei Resonanzen, darunter eine J = 1/2-Resonanz mit der Potentialstreuphase $\delta_0 = -75^\circ$, sehr gut zu beschreiben (siehe Abb.18). Aus der Güte der Anpassung und der Tatsache, daß die Resonanzen an der gleichen Stelle auch bei der (d,p)-Reaktion zu finden sind, folgt die Berechtigung für diese Analyse.
Der durchschwingenden Resonanz selbst steht bei der (d,p)-Reaktion nur eine kleine Erhebung an der Flanke des 1.57 MeV-Niveaus gegenüber.
Diese Resonanz wird wegen des erheblichen Potentialstreubeitrags und, weil sie sich mit den Niveaus bei 0.64 / 0.99 und 1.03 MeV zu einer logischen Folge ordnet, der $s_{1/2}$-Welle zugeschrieben.

E_x = 1.64/1.74/2.00 MeV + B_n

Die Niveaus sind bei beiden Prozessen deutlich zu erkennen und unter Berücksichtigung der Störungen durch kleinere, nicht analysierbare Niveaus ausgewertet.

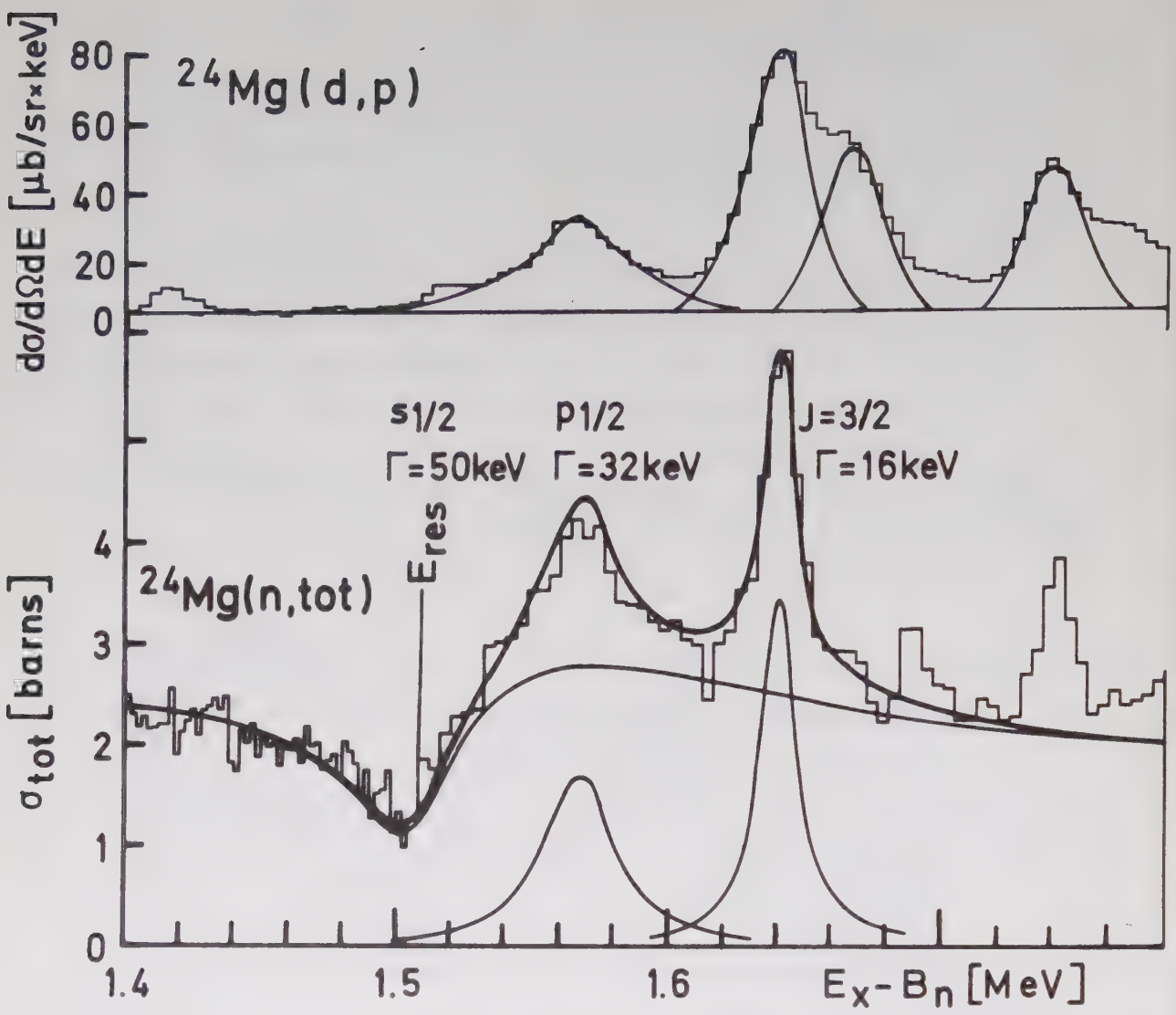

Abb.18 : Die Resonanzen zwischen 1.5 und 1.8 MeV

6.2 Einzelergebnisse: Resonanzen im ^{33}S

Der totale Wirkungsquerschnitt der Neutronenstreuung ist der Arbeit von Peterson et al (PetB 50) entnommen. Die Messung wurde an natürlichem Schwefel ausgeführt (95% ^{32}S, 0.5% ^{33}S, 4.5% ^{34}S). Die Meßpunkte wurden mit monoenergetischen Neutronen aus der Reaktion ^{7}Li (p,n) aufgenommen. Die Protonen wurden mit einem Van de Graaf-Beschleuniger erzeugt und mit einem hoch auflösenden (bis 400 eV) und gut absolut eichbaren (ohne quantitative Angabe) elektrostatischen Analysiersystem (WarP 47) zum Lithium-Target geführt.
Es kann angenommen werden, daß die Ungenauigkeit der Energieeichung maximal einige keV beträgt und sich die Lage der untersuchten Resonanzen mit diesem Fehler bestimmen läßt.

Aus den in Abschnitt 5.4 angegebenen Gründen ist eine Bestimmung des übertragenen Gesamtdrehimpulses aus der Höhe der Resonanzen im totalen Wirkungsquerschnitt nicht möglich.

Die folgende Untersuchung der einzelnen Resonanzen wird daher im wesentlichen anhand der (d,p)-Wirkungsquerschnitte durchgeführt. Da hier bei geringer Auflösung eine viel höhere Zahl von ausgeprägten Resonanzen als bei der Neutronenstreuung vorliegt, sind dieselben fast alle von Nachbarlinien überlagert. Zur Bestimmung der Höhen sind die Resonanzstrukturen in Einzelresonanzen zerlegt, wobei als Linienform die des 0.567-MeV-Niveaus verwendet wurde.

Im (d,p)-Wirkungsquerschnitt lassen sich bei den aus dem Neutronenquerschnitt bestimmten Energielagen stets Linien auffinden, so daß die Zerlegung ohne allzu große Unsicherheit durchgeführt werden konnte. Die Fehler bei der Bestimmung von Höhe und Breite der Resonanzlinien werden in den meisten Fällen zu je 20% geschätzt, der Fehler des Intensitätsverhältnisses entsprechend zu 40%.
Aus der Übereinstimmung der Linienlagen kann geschlossen werden, daß auch die (d,p)-Energiespektren, die ja aus den gemessenen Magnetspektren durch eine nicht-lineare Koordi-

natentransformation erhalten wurden, eine Energiegenauigkeit von wenigen keV besitzen.

Die Dicke des Schwefeltargets bei der (d,p)-Messung von ca. 100 $\mu g/cm^2$ ist nur mit einem Fehler vom Faktor 2 bekannt; deshalb ist der Wirkungsquerschnitt in willkürlichen Einheiten angegeben. Man kann die Skala jedoch unter Berücksichtigung des genannten Fehlers als Absolutangabe in $\mu b/sr \cdot keV$ verstehen.

Die ermittelten quantitativen Größen der auswertbaren unter den im folgenden untersuchten Resonanzen sind in der Tabelle 2 enthalten. Die Breite der (d,p)-Linien ist durch die Auflösung festgelegt und beträgt 23 keV.

E_x = 0.046 MeV + B_n (8.641 MeV)

Dieser Zustand ist nur in der (d,p)-Reaktion zu finden und ist dort die stärkste aller beobachteten Linien; bei (EndL 67) wird er nicht erwähnt.

E_x = 0.108 MeV + B_n

Gut getrennt und mit großer Amplitude läßt sich dieser Zustand sowohl in der (d,p)-Reaktion wie im Neutronenquerschnitt beobachten. Aus der interferierenden Resonanzform kann auf eine $s_{1/2}$-Welle geschlossen werden. Die Breiten und Höhen lassen sich mit Fehlern von 10% entnehmen.

E_x = 0.195 MeV + B_n

Bei der (d,p)-Reaktion wird das Niveau mit unsymmetrischer Linienform beobachtet; die linke Flanke ist steiler, als es der Auflösung entspricht - auf der rechten Flanke kann eine mit kleiner Amplitude überlagernde Störlinie nicht ausgeschlossen werden. Der Fehler der Höhenbestimmung wird zu $^{+\ 0}_{-40\%}$ abgeschätzt.

E_x = 0.266/ 0.282 MeV + B_n

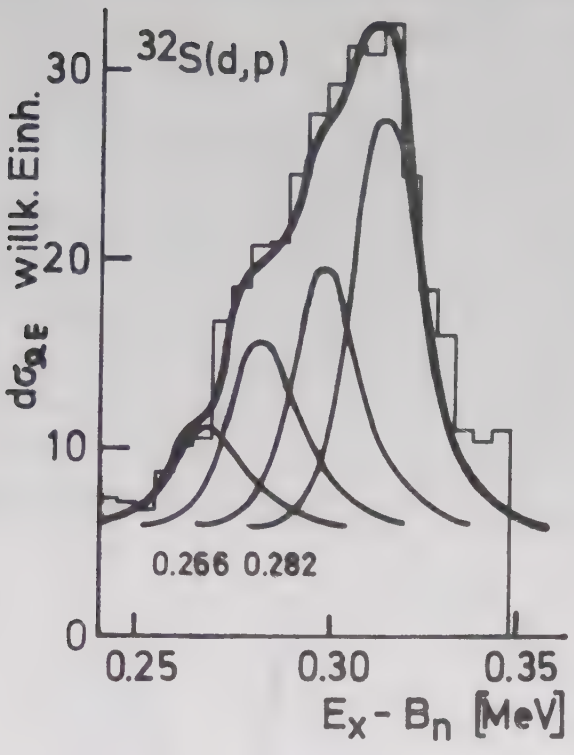

Abb.19 : (d,p)-Endzustände bei $E_x - B_n = 0.3$ MeV

Die beiden Zustände sind Komponenten einer Liniengruppe, die sich unter Einbeziehung von zwei weiteren Linien - über die nichts weiter bekannt ist - zerlegen läßt.
Der Fehler der Höhenbestimmung wird zu 50% geschätzt.
Im Neutronenquerschnitt erscheinen diese Resonanzen wegen ihrer kleinen natürlichen Breite mit geringerer Höhe als die benachbarten $s_{1/2}$-Zustände.

E_x = 0.366 MeV + B_n

Die interferierende Resonanzform des Neutronenquerschnitts läßt auf einen $s_{1/2}$-Zustand schließen. Bei der (d,p)-Reaktion zeigt sich der Zustand mit einer verbreiterten Linienform, so daß nicht ausgeschlossen werden kann, daß ein erheblicher Teil des (d,p)-Wirkungsquerschnitts von anderen Zuständen verursacht wird. Fehler der Höhenbestimmung: $^{+\ 0}_{-50\%}$

E_x = 0.567 MeV + B_n

Der Zustand erscheint sowohl in der (d,p)-Reaktion wie in der Neutronenstreuung gut isoliert und hat einen großen

Wirkungsquerschnitt. Die Fehler der Linienhöhen und der Breite bei der (d,p)-Reaktion sind klein gegenüber dem der Breite bei der Neutronenstreuung; dieser wird zu 20% abgeschätzt.

E_x = 0.674 /0.704 /0.720 /0.756 und 0.792 MeV + B_n

Der erste der genannten Zustände zeigt sich bei der Neutronenstreuung mit interferierender Resonanzform und wird daher wieder einer $s_{1/2}$-Welle zugeschrieben. Mit Ausnahme des 0.756 MeV-Zustandes sind in diesem Bereich der (d,p)-Reaktion die Linienhöhen nur nach einer Zerlegung der sich vielfältig überlagernden Resonanzstruktur möglich, wobei über die zusätzlich heranzuziehenden Linien keine Angaben vorliegen.

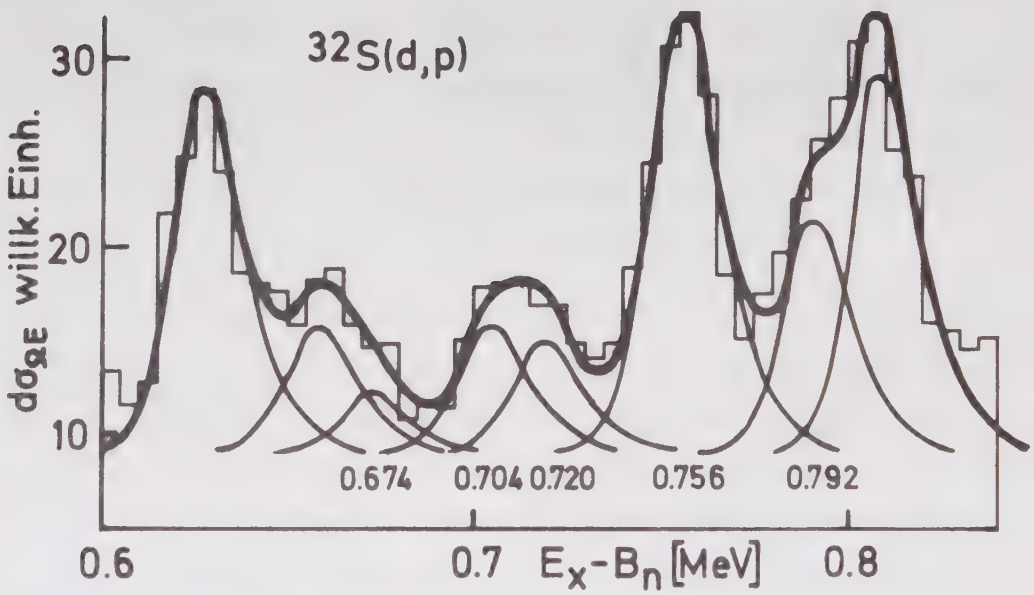

Abb.20 : (d,p)-Endzustände bei $E_x - B_n$ = 0.6 bis 0.84 MeV

E_x = 0.895 /0.920 /0.963 und 1.022 MeV + B_n

Die Werte der Neutronenresonanzen zu diesen Zuständen sind ebenso wie die Werte der (d,p)-Linien nur noch mit größeren Unsicherheiten zu entnehmen; der Fehler wird mit 30% abgeschätzt.

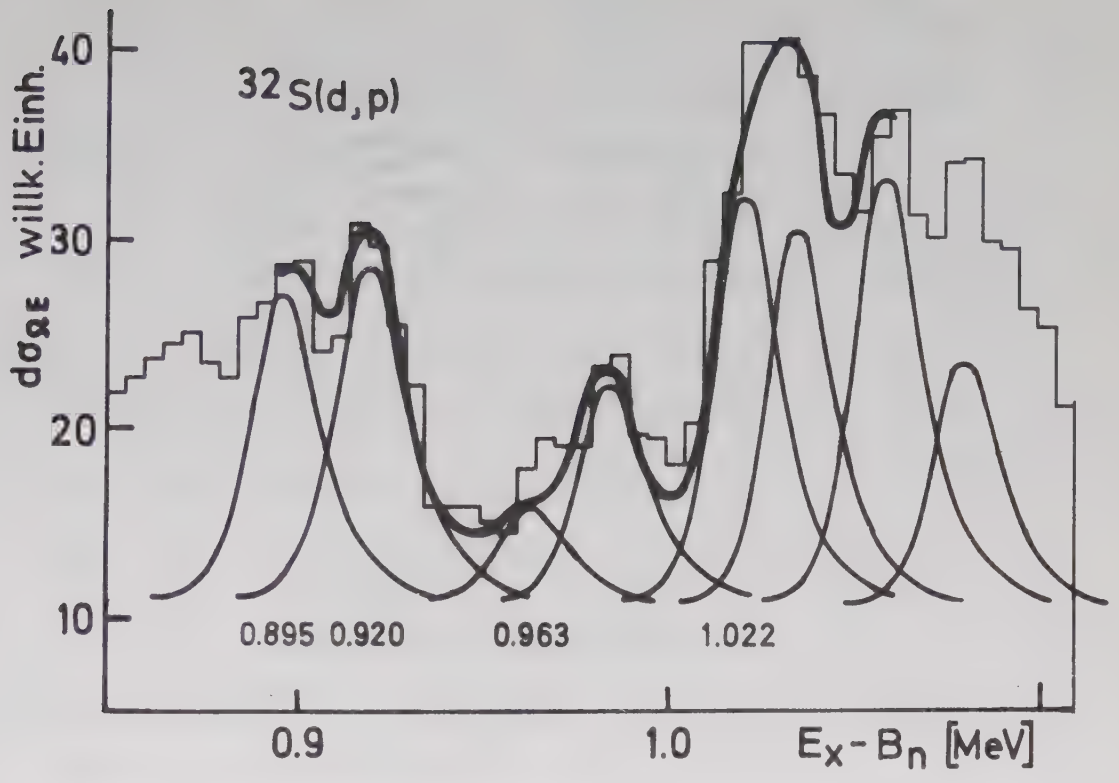

Abb.21 : (d,p)-Endzustände bei $E_x - B_n = 0.85$ bis 1.22 MeV

Es ist offensichtlich eine große Zahl weiterer Zustände zu beobachten, von denen jedoch keine wesentlichen Eigenschaften bestimmt wurden.

Mit der Beschreibung der Einzelergebnisse ist die vorliegende Arbeit abgeschlossen.

— — —

Den Herren Doktoren Herman Fuchs, Klaus-Dieter Grabisch, Heinz Kluge, Prof. Karl Heinz Lindenberger, Prof. Reinhard Lipperheide, Klaus Möhring vom Hahn-Meitner-Institut Berlin und Helmut Oeschler vom Max-Planck-Institut Heidelberg danke ich für ihre Bemühungen im Zusammenhang mit dieser Arbeit.

Literaturverzeichnis

BauT 74 G.Baur und D.Trautmann
Z. Physik 267 (1974) 103

BlaB 52 J.M.Blatt und L.C.Biedenharn
Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258

CieD 68 S.Cierjacks, B.Duelli, P.Forti, D.Kopsch,
L.Kropp, M.Lösel, J.Nebe, H.Schweickert,
H.Unseld
Rev. Sci. Instr. 39 (1968) 1279

DetR 70 C.Detraz und R.Richter
Nucl. Phys. A158 (19707

FucH 71 H.Fuchs, H.Homeyer, Th.Lorenz und H.Oeschler
Phys. Lett. 37 B (1971) 285

FucH 72 H.Fuchs, H.Homeyer, H.Oeschler,
R.Lipperheide und K.Möhring
Nucl. Phys. A196 (1972) 286

Gar 65 J.B.Garg, J.Rainwater, S.Wynchank und
W.W.Havens Jr., Beitrag 74 der
Int. Conf. on the Study of Nucl. Struct.
with Neutrons
Antwerpen 1965

HinM 61 S.Hinds, H.Marchant und R.Middleton
Proc. Phys. Soc. London 78 (1961) 473

HinS 52 J.J.Hinchey, P.H.Stelson und W.M.Preston
Phys. Rev. 86 (1952) 483
(Daten auch in HugS 58 veröffentlicht)

HubM 65 R.Huby und J.R.Mines
Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 406

HugM 60 D.J.Hughes, B.A.Magurno und M.K.Brussel
BNL-Report 325, Suppl.1 to 2nd Edition (1960)

HugM 60 D.J.Hughes, B.A.Magurno und M.K.Brussel
BNL-Report 325, Suppl.1 to 2nd Edition (1960)

HugS 58 D.J.Hughes und R.B.Schwartz
BNL-Report 325, 2nd Edition, 1958

KFK Arbeitsberichte des Kernforschungszentrums Karlsruhe

KFK 1517 R.R.Spencer, H.Beer, F.H.Frohner (1972)

KFK 1199 D.Kopsch, C.Cierjacks, G.J.Kirouac (1970)

KFK 1195 J.Nebe, G.J.Kirouac (1970)

LanT 58 A.M.Lane und R.G.Thomas
Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257

Lip 71 R.Lipperheide
Phys. Lett. 32 B (1971) 555

LipM 72 R.Lipperheide und K.Möhring
Phys. Lett. 39 B (1972) 323

LipM 73 R.Lipperheide und K.Möhring
Nucl. Phys. A211 (1973) 125

Mil 63 Dan W.Miller
Fast Neutron Physics II (1963) 998,
herausgegeben von J.B.Marion und J.L.Fowler

Möh 74 K.Möhring
Dissertation, HMI-P Berlin, 1974

NeiG 60 J.H.Neiler und W.M.Good
Fast Neutron Physics I (1960) 539,
herausgegeben von J.B.Marion und J.L.Fowler

ORNL 66 Datenblatt DWG 66 - 8491
Oak Ridge National Laboratory

PetB 50 R.E.Peterson, H.H.Barschall und C.K.Bockelman
Phys. Rev. 79 (1950) 593

SheH 62 R.K.Sheline und R.A.Harlan
Nucl. Phys. 29 (1962) 177

VinF 70 C.M.Vincent und H.T.Fortune
Phys. Rev. C2 (1970) 782

WilB 63 H.B.Willard, L.C.Biedenharn, P.Huber und E.Baumgartner
Fast Neutron Physics II (1963) 1279, 1305
herausgegeben von J.B.Marion und J.L.Fowler

Wla 59 N.A.Wlassow
Neutronen (1959) 236 (N.J.Hoffmann Vlg., Köln)

Lebenslauf

Als Sohn von Else und Georg Bommer wurde ich am 29.10.1938 in Berlin geboren. Mein Vater starb 1945 als Soldat. Mit meiner Frau Thea bin ich seit 1969 verheiratet; wir haben zwei Kinder: Anna-Lena, geboren 1971 und Benjamin, geboren 1974.

Meine Ausbildung erfolgte über den zweiten Bildungsweg:

1954 Abschluß der Realschule

1960 Ingenieurexamen an der Staatlichen Ingenieurschule Beuth in Berlin

1960 bis 1962 Tätigkeit als Projektierungsingenieur für Dampfkraftwerke bei der AEG

1962 Beginn des Physikstudiums an der Freien Universität Berlin

1966 Vordiplom (FU)

1970 Diplom (FU)

Diese Dissertation fertigte ich unter der Betreuung von Prof. K.H.Lindenberger am Hahn-Meitner-Institut Berlin an, wo ich vom 1.10.70 bis 30.6.74 als wissenschaftlicher Angestellter beschäftigt war.